

Title	高気圧ガス中の放電に関する基礎的研究(Dissertation_全文)
Author(s)	渡辺, 恒雄
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1981-01-23
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r4338
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

高気圧ガス中の放電に関する
基 礎 的 研 究

渡 辺 恒 雄

高気圧ガス中の放電に関する基礎的研究

渡 辺 恒 雄

内 容 梗 概

近年日本では高度経済成長政策によって工業地帯および大都市を中心に電力使用量が急激に増え続け、1964年に比べると10年後の1974年には年間の電力使用量は倍増した。

この期間に電力事業においては、送電容量の増加および送電電圧の上昇に伴う大都市近郊の変電所用地の取得難の対策として密閉小型ガス絶縁変電所が開発され実系統で使用されている。

この新技術は、優れた消弧能力と絶縁性能とを有する六弗化硫黄 (SF_6) ガスを用いた高気圧ガス絶縁方式の採用により実現されたものである。

高気圧ガス絶縁方式による機器の絶縁設計には高気圧ガスの放電特性の研究が不可欠になっており、この十数年の間に各所で精力的に研究が進められてきている。

その内容を大別すると、静電界計算、平等電界ギャップの放電特性、不平等電界ギャップの放電特性に分けられる。これらの各研究項目の検討対象および研究状況のあらましは次の通りである。

- A 静電界計算；ガス絶縁機器を設計する場合コロナ放電の発生しない平等電界に近い形状を決定する必要があり、静電界計算によって最大電界をコロナ開始電界以下に抑えることが極めて重要となる。最近の計算方法として従来のアナログ法に代って電子計算機を使用した各種の数値計算法が考案、適用されつつある。
- B 平等電界ギャップの放電特性； SF_6 ガスは平等電界ギャップの場合空気や窒素ガスの約2.5～3倍の絶縁耐力を有し約3気圧で絶縁油と同等の耐力を示す。このような高い絶縁耐力を有するガス中では電極表面の電界が大きくなり電極表面状態が放電特性に大きく影響するので、この点を実験的、理論的に解明することは極めて重要である。またガス絶縁方式の適用範囲を拡張する目的で SF_6 ガス以外のガスについても放電特性を検討することが重要である。
- C 不平等電界ギャップの放電特性； SF_6 ガスを含む各種ガスの高気圧領域での不平等電界ギャップにおける放電特性の検討は、
・高気圧ガス中の放電進展機構の解明
・高気圧ガス絶縁方式の新しい適用分野の開拓、を果たす目的で重要となる。これまでは極く短いギャップ長のフラッシュオーバー電圧の測定が行われたにとどまり、今後の研究課題の多い未着手の分野である。

本論文は、このような研究経過のもとに SF_6 ガスを中心とする高気圧ガス中の放電に関する基礎的研究について筆者が行なった部分をまとめたもので、全体は7章から構成されている。以下に各章毎の内容を記す。

第1章では、高気圧ガス絶縁方式の概要と国内および海外の研究の動向に触れ研究の課題を明らかにした。さらに筆者の研究方針について目的とその意義を述べた。

第2章では、実用性の高い電極系（円筒金属容器内の半球棒—平板電極）の静電界を新しい計算手法で求めた。すなわち問題の電極配置に適した双球面座標系を差分法に適用したことにより、
・高電界部分で格子点（分割点）密度を高める。
・電極表面に格子点を一致させる。
・無限遠点を境界条件の中に繰り入れる。などに成功した。この結果、棒先端部分の精度の高い電界計算が容易に行えることを示した。

さらにこの計算結果から、高気圧ガスの放電実験に使用する実験タンクの壁が棒電極先端の電界上昇に及ぼす影響を明らかにする。・ガス絶縁機器の単相母線端末、断路器断路部の一つの基本形状の提案、などの成果を得た。

第3章では、高気圧混合ガスをガス絶縁方式に利用する際の絶縁設計の目安を明らかにした。

高気圧空気や窒素ガスに少量の負性ガスを混合すると、平等電界ギャップにおいてフラッシュオーバー電圧が著しく高くなる特性は良く知られている。たとえば $N_2-10\%SF_6$ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧は SF_6 ガスの値の80%にもなる。これは混合ガスに特有な放電特性で高気圧混合ガスをガス絶縁に利用する場合に、・ガス価格の低減・液化温度を下げるなどのメリットを生み出す重要な特性でもある。

この特異な放電特性に対する特性式は筆者の属する研究グループによって世界に先きかけて1970年に提案された。一方これ逆に報告されている実測値は実験条件、方法について不明確な点が多く、前述の特性式を検討するには不十分である。

本章では平等電界ギャップの高気圧 N_2-SF_6 混合ガスの直流フラッシュオーバー特性を1~5気圧の範囲で実験的に調べた。その結果、前述の特性式の適用範囲を明らかにすると共に、実測のフラッシュオーバー電圧が特性式の値から大きく低下する原因が高気圧ガス中の電極効果によることを明らかにした。

第4章では、高気圧ガス中のフラッシュオーバー特性に影響を与える「電極効果」について、新しく考案した球-平板電極を用いて実験的に検討した。実験結果から、陰極側電極の表面粗さがフラッシュオーバー電圧および暗電流特性に大きく影響することを明らかにした。この場合、・特に表面の凹凸形状がフラッシュオーバー電圧の低下と累積破壊確率分布に影響すること。・暗電流特性が表面の凹凸形状によって代表的形式に分類できること。なども明らかにした。

第5章では、表面に鋭い突起のある電極に対しては SF_6 ガス中で第二の極限電界とも言うべき放電開始電界の存在することを明らかにした。この新しい極限電界は電極表面にある突起の高さによって極めて簡単に求めることができ、しかもその突起高さによって低下する放電開始の最小極限電界を与えるので実用上も極めて有用と信ずる。本章ではこの第二の極限電界を与える実験式を導出すると共に、表面粗さを測定済みの電極についてフラッシュオーバー電圧を測定し、実験式が実測値に良く合うことを確認した。

第6章では、不平等電界長ギャップの大気圧混合ガス N_2-SF_6 、 $Air-SF_6$ の放電特性を、フラッシュオーバー電圧および放電進展機構を中心に標準電インパルス電圧を印加して実測した。実測の結果から次の新しい現象を見出した。・ N_2-SF_6 と $Air-SF_6$ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧特性は SF_6 ガスの混合比に対して全く相反する傾向を示す。・ N_2-SF_6 混合ガス中では「放電の最適条件」が存在する。すなわち放電路の形式が窒素ガスや SF_6 ガス中に比べてはるかに短時間に行われる。・ SF_6 ガスを含む混合ガス中の不平等電界ギャップの放電進展は「玉つき型放電進展」と称するような放電形式が基本である。

さらに6章の後半では、 N_2-SF_6 混合ガスで生ずる放電の最適条件を利用した新しい放電ギャップを検討した。この放電ギャップは耐電圧特性、電圧の制御範囲、時間遅れなどの諸特性に関して優れた性能を期待し得るものである。

第7章では、第2章から第6章までの研究成果を総括した。

1979.12

目 次

内容梗概

第1章	緒 論	5
1.1	S F ₆ ガスによる高気圧ガス絶縁方式の概要	5
1.2	ガス絶縁方式に関する内外の研究の動向	6
1.3	高気圧ガスの放電特性に関する研究課題ととりあげたテーマ	10
	参考文献	11
第2章	高気圧ガス中の放電に関連する電極間の静電界計算	15
2.1	ま え が き	15
2.2	計 算 方 法	17
2.2.1	双球面座標および逐次加速緩和法によるラプラスの方程式の計算	17
2.2.2	境界条件, 空間位置の表示	19
2.2.3	流れ図と計算プログラム	20
2.2.4	計算内容と計算条件	20
2.3	計 算 の 結 果	22
2.3.1	先端電界変化率	22
2.3.2	ガス絶縁機器端末部分の最大電界	24
2.4	考 察	25
2.4.1	計算方法の特長	25
2.4.2	タンク内実験の場合の静電界分布	26
2.4.3	同軸円筒電極配置の端末部の電界上昇	26
2.4.4	ガス絶縁機器の絶縁設計への応用	27
2.5	ま と め	28
	参 考 文 献	29
付録		
2.1	計算プログラム	30
2.2	計 算 条 件	34
2.3	先端電界, 最大電界の導出と計算誤差	35
第3章	平等電界における高気圧混合ガスの直流フラッシュオーバー特性に関する実験的研究	39
3.1	ま え が き	39
3.2	N ₂ - S F ₆ 混合ガスの直流フラッシュオーバー電圧と暗電流	39
3.2.1	実験の目的と方法	39
3.2.2	フラッシュオーバー電圧	41
3.2.3	特性式とフラッシュオーバー電圧値との比較	47
3.2.4	暗電流特性	50
3.2.5	電極表面の凹凸形状の影響	51
3.3	これまでの高気圧N ₂ - S F ₆ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧の測定報告との比較	53

DOC

1980

22

電気系

3.4	ま と め	54
	注 釈	55
	参 考 文 献	55
付 録		
3.1	高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧を与える特性式	57
3.2	暗電流測定における空間電荷の電界歪み効果	57
第4章	平等電界下の電極効果に関する実験的および解析的検討	59
4.1	ま え が き	59
4.2	電極効果とフラッシュオーバー電圧特性	59
4.2.1	実験の目的と概要	59
4.2.2	フラッシュオーバー電圧特性	63
4.3	表面粗さと暗電流特性	65
4.3.1	実験の目的と実験方法	65
4.3.2	暗電流特性	66
4.3.3	微細な凹凸における暗電流の発生機構	70
4.4	表面粗さがフラッシュオーバー電圧の低下に及ぼす影響の解析	72
4.4.1	単一突起による放電開始電圧の計算	72
4.4.2	実験に用いた表面粗さに対するフラッシュオーバー電圧と局部放電開始電圧の計算	75
4.5	これまでの研究報告との対比	75
4.6	ま と め	77
	注 釈	77
	参 考 文 献	77
第5章	SF ₆ ガス放電における第二の極限電界	79
5.1	ま え が き	79
5.2	鋭利な突起による放電開始電界	79
5.2.1	突起による放電開始電界	79
5.2.2	針状突起の放電開始電界	80
5.2.3	箔状突起の放電開始電界	82
5.3	第二の極限電界の存在とその性質	83
5.4	実験結果をもとにした考察	86
5.4.1	実験の目的と方法	86
5.4.2	アルミニウム平板電極	88
5.4.2.1	電極形状と表面粗さ	88
5.4.2.2	表面粗さと直流フラッシュオーバー電圧特性との関係	91
5.4.3	グラファイト平板電極	92
5.4.3.1	電極形状と表面粗さ	92
5.4.3.2	表面粗さと直流フラッシュオーバー電圧特性との関係	95
5.4.4	他の実験データとの比較	96

5.5	第二の極限電界を用いる際の検討事項	97
5.5.1	フラッシュオーバー電圧を算出する場合	97
5.5.2	J I S規格の表面粗さとの関係	97
5.6	ま と め	97
	参 考 文 献	98
第6章	不平等電界, 長ギャップにおける混合ガスの放電特性の研究	100
6.1	ま え が き	100
6.2	実 験 の 方 法	100
6.3	N_2-SF_6 , Air- SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー特性	103
6.3.1	50%フラッシュオーバー電圧	104
6.3.2	時間遅れ	104
6.3.3	両混合ガスのフラッシュオーバー電圧特性の検討	113
6.4	N_2-SF_6 , Air- SF_6 混合ガスの放電進展機構	116
6.4.1	N_2-SF_6 混合ガス	116
6.4.2	Air- SF_6 混合ガス	124
6.5	N_2-SF_6 混合ガスにおけるフラッシュオーバー進展の最適条件	124
6.6	電氣的負性ガス(SF_6 ガス)を含む混合ガス中のフラッシュオーバー進展モデル	124
6.7	これまでの研究報告との関係	130
6.8	N_2-SF_6 混合ガスを利用した新しい放電ギャップの検討	132
6.9	ま と め	132
	注 釈	132
	参 考 文 献	133
付図		
6.1	電極表面上の電界変化	134
6.2	ギャップ長50cmの空間電界変化	134
第7章	総 括	135
	発表論文一覧	137

本論文中の用語

- フラッシュオーバー…………電極間のガス中で、その間に加えられた電圧で電氣的に全路破壊する現象
- フラッシュオーバー電圧…………上記の現象の生じる電圧
- コロナ放電…………電極間に電圧を加えた時、その間のガス中で部分的に発生する放電
- 局部微小放電…………コロナ放電の中で特に電極表面付近に限られる放電や、コロナ放電路の一部分の放電
- 耐電圧…………供試物が所定の条件のもとでフラッシュオーバーを生じてはならない所定の電圧
- 端部放電…………平行平板電極の周辺部でフラッシュオーバー路が伸び出す放電
- 平均電界…………印加電圧÷電極間距離
- 電極表面電界…………電極表面の凹凸形状も考慮した電界。多くの他の研究報告では凹凸を無視した鏡面で求めた電界値を使用する場合がある。本報告では「鏡面とみなした電極表面電界」と記述する。
- 放電開始電界…………自統放電の始まる電界
- フラッシュオーバー電界…………フラッシュオーバーが生ずる際の電極表面電界、大気中ではコロナ放電が先行するので、フラッシュオーバー電界は静電界計算では求め難い。高気圧ガス中ではコロナ放電開始電圧＝フラッシュオーバー電圧となる場合があるとされており、その場合にフラッシュオーバー電界が求まる。
- コロナ放電開始電界…………コロナ放電が生ずる際の電極表面電界
- 静電界…………電極表面および電極間で電荷の発生、消滅の無い場合の電界
- 最大電界…………電極表面上の最も大きい電界
- 先端電界…………不平等電界ギャップの球—平板、半球棒—平板などの球や半球棒の先端の電界
- 局部電界…………電極表面の凹凸の影響で鏡面に比べて乱れる部分の電界
- 放電開始の極限電界…………代表的な電極配置で自統放電の始まる電極表面電界。SF₆ガスでは鏡面の平等電界ギャップにおける極限電界がよく知られている。
- 平等電界ギャップ…………平等電界を作る電極配置の総称。代表例は平行平板電極
- 不平等電界ギャップ…………不平等電界を作る電極配置の総称。代表例は棒—棒電極

第1章 緒 論

1.1 SF₆ガスによる高気圧ガス絶縁方式の概要

六弗化硫黄 (SF₆)ガスの優れた物理的、化学的性質^{(1.1)～(1.4)}を利用した高気圧ガス絶縁方式が、ガス絶縁変電所ガス絶縁ケーブルをはじめとして、電子顕微鏡、電子加速器用電源などの機器に適用されている。

電力系統におけるガス絶縁方式の代表例は、^(注1)密閉小型ガス絶縁変電所と^(注2)管路気中送電線である。特に、密閉小型ガス絶縁変電所は従来の大気絶縁方式の変電所に比べると、①寸法が縮小されるので、用地面積が少なくてすむ。②密閉式なので、充電露出部が限定され、保守の安全性が向上する。③また、大気の影響を受けないので、絶縁性能が向上する。④②③より変電所の運転保守が容易となる。⑤さらに金属容器で完全に密封されているので、シャ断器動作時の外部への騒音が⁽¹⁵⁾低く、またラジオ障害がないので、都市地域の変電所に最適であるなどの多くの特長を有している。一電力会社の試算例によれば密閉小型ガス絶縁変電所の寸法の縮少率について、大気絶縁方式と比較すると、1回線の試算例の場合(表1.1参照)系統電圧77kVでは面積比で約13%、容積比で約5%、500kVでは面積比で約3%、容積比で約1%となる。^(1.6)

表1.1 ガス絶縁開閉装置寸法比較表(複母線、1シャ断器方式、1回路分)^(1.6)

電 圧	77kV	154kV	275kV	500kV	
面 積	ガス絶縁形	24m ²	40m ²	60m ²	120m ²
	従来形	192m ²	520m ²	1,300m ²	3,780m ²
	比率	12.5%	7.7%	4.6%	3.2%
容 積	ガス絶縁形	120m ³	280m ³	600m ³	1,440m ³
	従来形	2,304m ³	8,840m ³	35,100m ³	151,200m ³
	比率	5.2%	3.2%	1.7%	0.95%
比較図 (単位:m)					

日本において、密閉小型ガス絶縁変電所が実系統へ適用されたのは、次の理由による。すなわち、都市への送電電力量の著しい増加に伴って変電所を設置する必要がある。その用地取得難に対応するために変電所用地を縮小する必要に^{(1.7)(1.8)(1.9)}迫られたからである。

図1.1に示すように、1969年に初めて送電電圧77kVの実系統に適用されたが、それをきっかけとして各所で密閉型ガス絶縁変電所が設置され、1974年には500kVの実系統での運転がはじ

まり、1975年3月末で運転台数は76変電所約470ユニットにおよんでいる。^(1.9)

密閉小型ガス絶縁変電所は系統電圧が高くなる程寸法の縮小率が增大するので、技術の向上と併せて、その適用が飛躍的に増加している。したがって今後も密閉小型ガス絶縁変電所は普及する方向にある。

(注1.1) 密閉小型ガス絶縁変電所……変電所の各種開閉機器(しゃ断器、断路器、接地開閉器)避雷器、母線などをSF₆ガス絶縁方式により密閉容器内に配置し一体化したもの。構成の1例を図1.2に示す。現在の実用機器の内部圧力は約3 kg/cm²が多く、機器の縮小化が可能になっている。

(注1.2) 管路気中送電線……1相または3相の送電線、母線を長尺の円筒金属容器に入れ、高気圧SF₆ガスで絶縁する送電方式。

現在考えられる適用例としては、架空線の一部、架空線交差部、架空線からの引込み、変圧器と密閉小型ガス絶縁変電所との接続、大都市大容量地中送電線路などがある。

1.2 ガス絶縁方式に関する内外の研究の動向

前節で述べた通り、日本でガス絶縁方式が超高電圧送電系にまで適用されるにおよんで高気圧ガスの放電特性をはじめガス絶縁方式に関する基礎的、開発的研究が近年活発に行なわれてきており、例年多数の論文が発表されている。一方、海外においてもヨーロッパ、アメリカを中心に研究が活発に行なわれており、1975年に米国電気電子学会(IEEE)のガス絶縁変電所・作業グループが世界の主要な学会誌、企業研究レポートからガス絶縁方式に関連する198編の論文を抽出し

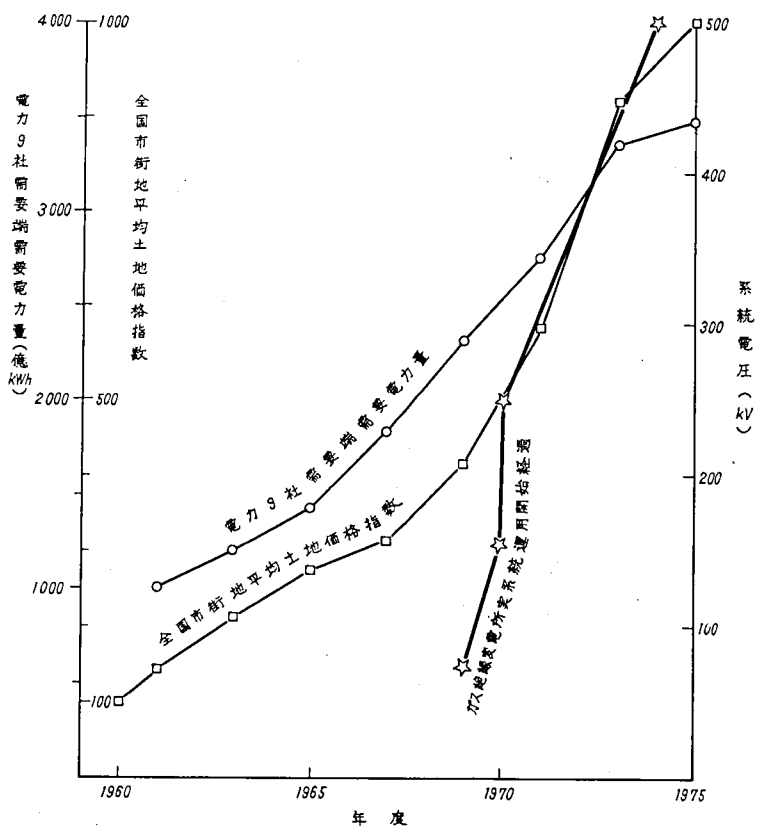
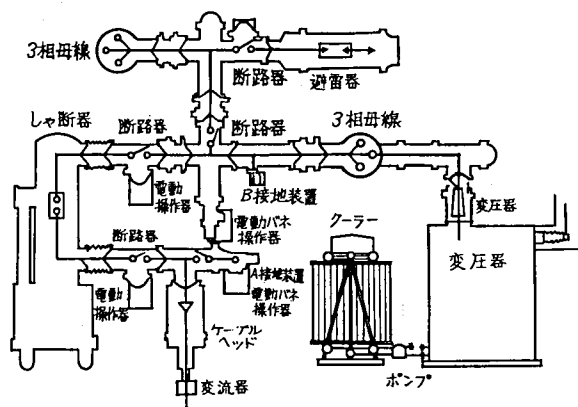


図1.1 過去15年間の需要電力量、土地価格の上昇と密閉小型ガス絶縁変電所の実系統での運用経過^{(1.7)(18)}



系統電圧が高くなると単相母線配置(相分離型)になる場合もある。

図1.2 密閉小型ガス絶縁変電所の構成

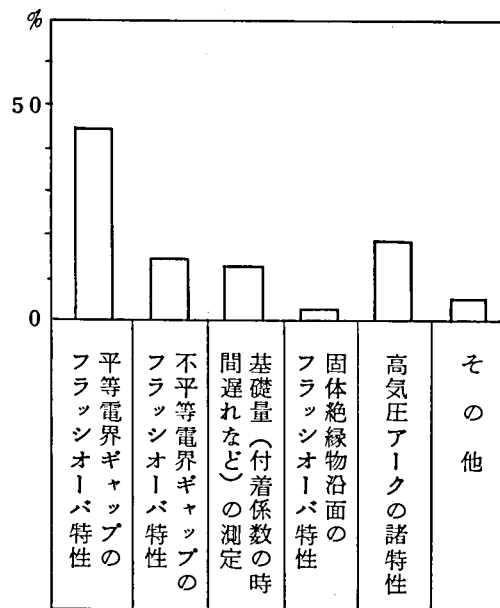
第 1.2 ガス絶縁方式に関する世界の研究の動向

(a) ガス絶縁方式に関連する発表論文数の推移

分 類		論文数	発 表 さ れ た 時 期		
			～ 1 9 6 4	1965～1969	1970～1975
A	Gas Insulated Substation	83 (11)	0	12 (1)	71 (10)
B	Gas Insulated Transmission Lines	36 (6)	0	6 (2)	30 (4)
C	Dielectric Properties of SF ₆ Gas Insulation	79 (22)	9	11 (2)	59 (20)

() 内の数字は日本の論文数

(b) SF₆ ガスを中心とする高気圧ガスの絶縁特性の研究内容



(1.10) たリストを発表した。筆者は研究の動向を明らかにする目的でこのリストを基に表 1.2 を作成した。

研究分野毎の論文数および発表の時期について整理した結果を表 1.2(a)に、SF₆ ガスを中心とする高気圧ガスの絶縁特性の研究内容を分類してその占める割合を表 1.2(b)に示した。この表からこの分野の研究の特徴は次の諸点にあると思われる。○ 1970 年以降に発表論文の数が集中している(表 1.2(a))。○ ガス絶縁変電所(各種開閉装置)および高気圧 SF₆ ガスの絶縁特性に関連する分野の研究報告が多い(表 1.2(a))。○ SF₆ ガスを中心とする高気圧ガス絶縁特性の研究では、平等電界ギャップのフラッシュオーバー特性に関するものが最も多く、続いて高気圧アークの特性、不平等電界ギャップのフラッシュオーバー特性、基礎量の測定についての報告が多い(表 1.2(b))。

前述のリストには、日本の電気学会誌および主要研究機関からの関連する研究報告も掲載されている。これらの論文の研究内容を分類すると、上述の傾向と類似している。

また、1977 年に前述の米国電気電子学会のガス絶縁変電所・作業グループは文献集の補足と改訂を行い、新たに 175 編の論文を追加した。(1.11) 内訳は、ガス絶縁変電所に関するもの 76 編、ガス絶縁線路に関するもの 25 編、高

気圧ガス絶縁特性に関するもの74編である。このうち74編の高気圧ガス絶縁特性に関する研究内容の特徴として、

- 平等電界ギャップの放電特性(19編)に次いで、高気圧アークの諸特性(15編)の論文が多いこと。
- 実用のガス絶縁機器に関連する研究が目立つこと。すなわち、スぺーサの絶縁特性(5編)、ガス中不純物の影響(6編)、混合ガスの絶縁特性(5編)、ガスの劣化診断と分析法(4編)、V-t特性(2編)

などが挙げられる。

なお、この他にガス絶縁機器の設計や高気圧ガスの放電現象の解明を行なうのに重要となる電界計算も活発に行なわれている。

次に、筆者の行なった高気圧ガスの放電特性の研究に関連した分野における、上記の内外の研究内容、動向と問題点について以下に述べる。論文の引用は筆者の判断で最小限にとどめ、他は割愛した。

A 静電界計算

この計算の目的は、ガス絶縁機器の導体形状および導体支持用固体絶縁物(通常スぺーサと呼ばれる)の形状の決定、高気圧ガスの放電実験電極の表面電界の算出などである。同軸円筒を基本とする配置では回転対称場、三相一括型配置の端末部やスぺーサ部分は三次元場の問題なので、電子計算機による電界計算ではこの点を考慮して、差分法、電荷重畳法、有限要素法が主に使用されている。この他表面電荷法が今後利用される傾向にある。

各種の計算方法の特徴^(1.12)とガス絶縁方式への適用例を表1.3に示す。

表 1.3 電界計算の各種数値計算法の特徴と適用例

	差 分 法	有 限 要 素 法	電 荷 重 畳 法	表 面 電 荷 法
有限化の方法	領域全体の分割		境界と電荷の分割	
未知数	格子点電位	節点電位	電極・誘電体内仮想電荷	表面電荷密度
未知数の数	400~50,000		1,000以下	
係数行列	0要素が多い		0要素がほとんどない	
方程式解法	係数行列の番号付けを工夫した直接法か反復法		一般に直接法(消去法)、たまに反復法	
電界値の計算	電位の値を微分演算		電荷から解析計算	電位の数値微分
適用対象	一般的。ただし境界(電極表面)、界面(誘電体端部)が複雑だと取扱いが難しい。	複雑な境界、誘電体が多種類存在する場合、電界変化の大きい場合	回転対称場、あるいは対称性を有する一般三次元場、単一誘電体。領域が無限度に及ぶ場合	複雑な境界、誘電体が多種類存在する場合
計算上の問題点	分割方法、境界の処理が面倒。境界の電界値の導出方法が難しい	プログラム・入力データの作成が面倒。入出力の自動処理が必要	仮想電荷の配置方法に経験と勘が必要	プログラミングが面倒。電荷重畳法と併用するのが望ましい。
ガス絶縁方式への適用例	<ul style="list-style-type: none"> ◦ 同軸母線のスぺーサ沿面の電界計算^(1.13)~(1.16) ◦ 同軸母線端末部の電界が高い場合の検討^(1.17)(1.18) ◦ 圧力容器内実験電極の表面電界計算^(1.17)(1.18) 	<ul style="list-style-type: none"> ◦ 三相一括型ガス絶縁スぺーサ沿面の電界計算^(1.29) 	<ul style="list-style-type: none"> ◦ 同軸母線のスぺーサ形状の決定^(1.24)(1.25) ◦ 三相一括型ガス絶縁母線の導体表面電界計算^(1.23) ◦ 同軸母線端末部の形状の検討^(1.20) 	なし

差分法を使用するのは、回転対称場の例が多く、円筒座標系によって空間を一様格子で分割して繰り返し計算を行なう場合が多い。この方法は最も良く利用されているが、電極や誘電体周辺の形状が複雑になると領域分割と境界格子の処理が面倒になるので、主に対称性の良い同軸母線に関連した配置に適用されている。⁽¹¹³⁾⁽¹¹⁸⁾ 今後は入出力データの自動処理化と共に領域分割法や境界格子の処理を工夫した試みが期待されている。

電荷重畳法⁽¹²²⁾は対称性の良い配置に用いられ、点あるいは線および環状の仮想電荷を適当に配置して導体の等電位面および誘電体境界面を模擬する方法である。仮想電荷の配置、種類の決定に経験と勘を必要とするが、計算時間が短かくて済み局部の精密計算が可能なので今後ますます普及の傾向にある。^{(123)~(125)} さらに最近一般三次元場への適用が試みられている。⁽¹²⁶⁾⁽¹²⁷⁾

また、有限要素法⁽¹²⁸⁾は複雑な形状の導体や誘電体が多種類ある配置について計算可能である。この方法は、二次元場では三角形や四角形、三次元場では四面要素で領域を分割した後、全要素のポテンシャルエネルギーが最小になるまで繰り返し計算を行なうものである。適用例として三相一括型ガス絶縁スベサの形状決定に用いられた。⁽¹²⁹⁾ 今後計算機の入出力の自動処理化がすすむに伴って、浮遊導体や空間電荷のある場の電界計算にまで拡張される見通しである。

B 平等および準平等電界を作る電極間のフラッシュオーバー特性の研究

ガス絶縁方式は、高気圧 SF_6 ガスが平等電界ギャップにおいて優れた絶縁性能を発揮する特性を利用している。たとえば約3気圧の SF_6 ガスは絶縁油と同程度の高い絶縁耐力を有する。しかしながら、高気圧 SF_6 ガス中ではコロナ放電が発生すると、そのままギャップ間の全路破壊に至り易い。したがって、ガス絶縁方式では電極としてコロナ放電の生じない平等電界に近い形状のギャップが重要となる。このような事情から平等および準平等電界ギャップの高気圧 SF_6 ガス放電特性に関する研究報告が多い。

研究内容としては、 SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧を与える理論式の導出、^{(130)~(132)} フラッシュオーバー電圧の測定⁽¹³³⁾ 電極効果やガス中不純物粒子がフラッシュオーバー電圧を低下させる放電特性の検討、⁽¹³⁴⁾ および $V-t$ 特性⁽¹³⁵⁾ などである。

高気圧 SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧を与える理論式は宅間氏⁽¹³⁰⁾、Pedersen 氏⁽¹³¹⁾、新田氏⁽¹³²⁾によってそれぞれ独自に導かれた。理論式は、いずれも単一電子なだれの成長を基礎にしたストリーマ理論から導かれている。 SF_6 ガスの実効電離係数 $(\alpha-n)$ は、電離が始まると電界のわずかな増加に対して急激に増える。そのため SF_6 ガス中では、電子なだれからストリーマへの転移がギャップ中の最大電界の生じる局部領域で完成する場合が多い。1例として、平行平板電極間のフラッシュオーバー電圧が電極の中央部の一様電界で期待される値よりも低下する特性がある。この原因は、平板部分よりも電界上昇の大きい電極端部でストリーマへの転移が生じるためであり、「端部効果」として理論的、実験的に確かめられている。⁽¹³⁶⁾ したがって、 SF_6 ガスのような負性気体中では電極表面の局所的な電界上昇がフラッシュオーバー電圧値に大きく影響することに十分注意する必要がある。

フラッシュオーバー電圧の測定に使用された電極配置としては、

- ・ 電極表面積の小さい場合には球-球、⁽¹³⁷⁾ 球-平板⁽¹³⁸⁾
- ・ 電極表面積の大きい場合には同軸同筒電極⁽¹³⁹⁾

が主に用いられている。測定の結果によれば、フラッシュオーバー電界すなわちフラッシュオーバーの際の電極表面電界は、陰極側電極表面積の増加と共に低下する。この特性は「面積効果」とよばれている。たとえば、ガス圧力4気圧において表面積が300 cm^2 の同軸円筒電極の破壊電界は80 cm^2 の平行平板電極の値に比べると約22%程低くなる。⁽¹³⁹⁾ 「面積効果」に関する理論的検討のモデルは、フラッシュオーバー電界を低下させる因子として陰極表面に微小突起を想定する例

ほとんどである。

高気圧ガス中のフラッシュオーバー電圧を低下させる原因には、電極材料や電極表面形状の影響する電極効果がある。これまでの研究の結果、陰極側電極に用いる材料の機械的強度および融点の高いもの程フラッシュオーバー電圧が高いことが報告されている。たとえば、表面電界強度が $250 \sim 300 \text{ kV/cm}$ 以上になると、ステンレススチール、黄銅、アルミニウムの順にフラッシュオーバー電圧が低下する例がある。⁽¹⁴⁰⁾ しながら電極材料の違いよりも表面形状が、フラッシュオーバー電圧に大きく影響する場合もある。⁽¹⁴¹⁾

これ迄の研究対象は放電損傷前の表面形状であったので、今後は放電損傷による各材料の表面形状の変化も考慮した実験的検討を加え、電極材料と表面形状とがフラッシュオーバー電圧の低下に及ぼす相互の関係を明らかにする必要がある。

一方、ガス中の導電性不純物粒子はフラッシュオーバー電圧を著しく低下させるので各国で種々の検討が始まっている。⁽¹⁴²⁾ これまでの検討の結果、粒子のガス中の運動形式は粒子の持つパラメータ（形、寸法、材料）の他に印加電圧波形に大きく依存することや、粒子がスペーサ沿面に固定されているとフラッシュオーバー電圧は一層大きく低下することなどが明らかになっている。⁽¹⁴³⁾

C 不平等電界ギャップの絶縁破壊特性の研究

ガス絶縁方式では一般に平等電界に近い電極配置になっている。しかしながら高気圧ガスの不平等電界ギャップにおける放電特性を積極的に利用する面と放電進展機構を解明する面とから、不平等電界ギャップに対する放電特性の研究も非常に重要である。前者の代表例として SF_6 ガス中における電界が不平等になるとフラッシュオーバー電圧のばらつきが小さいことを利用した SF_6 ガス避雷器が開発されている。⁽¹⁴⁴⁾ また後者については、これまでの検討の多くが数 cm の短いギャップ領域のフラッシュオーバー電圧の測定にとどまっていたが、⁽¹⁴⁵⁾ 最近になってイメージコンバータ・カメラにより SF_6 ガスや高気圧空気中のギャップ長 $30, 50 \text{ cm}$ での放電進展が雷放電でみられるステップドリフトに近い進展機構であることが見い出されている。^{(146) \sim (147)} 今後混合気体を含む高気圧ガスの不平等電界ギャップの放電特性の検討がますます盛んになる傾向にある。

1.3 高気圧ガスの放電特性に関する研究課題ととりあげたテーマ

ガス絶縁方式は系統電圧の上昇と共に今後ますます普及するものと思われる。その場合、機器の信頼性向上および設計の合理化をはかるには、スペーサの沿面放電特性に関する実験的研究と共に電界計算、および平等電界ギャップにおける高気圧ガスの放電特性の解明が必要となる。また、高気圧ガス中の放電進展機構の解明と放電特性の応用をはかる目的で、不平等電界ギャップの放電特性を明らかにすることが重要である。

高気圧ガス中の放電に関する研究課題として、筆者がとりあげたテーマを表 1.4 に示す。テーマの内容は次の通りである。

A 静電界計算では実用性の高い円筒金属容器内の半球棒—平板電極配置を対象とした。この電極配置は、相分離型のガス絶縁機器の端末部および断路器断路部、さらには実験タンク内の棒—平板電極の基本となるものである。

なお、ガス絶縁設計にとって重要な最大電界は半球電極表面に生ずる。この半球電極付近の電界を精度良く短時間に求めるために新しい電界計算法が開発されることが必要となる。すなわち、差分法に双球面座標を適用する方法を検討した。

表 1.4 高気圧ガスの放電特性に関する研究課題ととりあげたテーマ

研 究 の 課 題		と り あ げ た テ ー マ
静電界計算	基本的電極配置の電界計算	・差分法に双球面座標系を適用し、実用性の高い円筒金属容器内の半球棒—平板電極間の電界計算
平等電界ギャップの放電特性	高気圧混合ガスの放電特性の検討	・ N_2-SF_6 混合ガスの直流フラッシュオーバー特性の実測と特性式の適用限界の解明
	電極効果の原因解明と評価法の確立	・高気圧 SF_6 ガス中の直流フラッシュオーバー特性と暗電流の測定 ・表面粗さによる SF_6 ガスの放電開始の極限電界の検討
不平等電界ギャップの放電特性	高気圧混合ガスの放電特性の検討 高気圧ガスの放電特性の応用	・ N_2-SF_6 , $Air-SF_6$ 混合ガスのインパルスフラッシュオーバー特性と放電進展の実測 ・ N_2-SF_6 混合ガスを用いた新しい放電ギャップの検討

B 平等電界ギャップの放電特性として、まず N_2-SF_6 混合ガスの直流フラッシュオーバー特性を実験によって求めることにした。その理由は次の通りである。すなわち、 SF_6 ガスのような電気的負性ガスを含む混合ガス中では、平等電界ギャップでのフラッシュオーバー電圧は少量の SF_6 ガスの混合で著しく高くなる。この特性に関する特性式が最近提案されたが、この特性式をこれまでの実験結果をもとに比較検討するには、データが不十分である。したがって筆者は、実験と理論的解析とから、この特性式の適用限界を解明することにした。

次に、高気圧ガスのフラッシュオーバー電圧を低下させる電極効果の原因を解明するため、高気圧 SF_6 ガス中で、電極材料、表面粗さ、ガス圧を各種変えて直流フラッシュオーバー特性と暗電流に関する実験的、理論的研究を行うことにした。

さらに、 SF_6 ガス中で電極表面上に鋭利な突起がある場合の放電開始の極限電界を、単一突起の局部電界上昇を考慮した放電開始電界を電界計算から求め、その結果を実験により確認することにした。

C 不平等電界長ギャップの放電特性として、標準雷インパルス電圧印加による N_2-SF_6 , $Air-SF_6$ 混合ガス中の長ギャップフラッシュオーバー特性とその放電進展に関する実験的、理論的研究を行った。研究の目的は、 SF_6 ガス中の不平等電界長ギャップでフラッシュオーバー電圧は低下するので、混合ガスとすることによりフラッシュオーバー特性を改善すること、 SF_6 ガスを含む混合ガスの放電進展機構を解明することにある。

さらに、 N_2-SF_6 混合ガスの放電特性を利用した新しい放電ギャップを提案し予備的検討を行った。

参 考 文 献

1. 1 鳥山他「高気圧ガス絶縁に関するシンポジウム：Ⅱ 負性気体の物理化学的特性」電学誌 87 巻, 9 号, P1628-1635 (1967)
1. 2 井関, 小原「 SF_6 ガスの特性と使用上の問題点」富士時報 42 巻, 3 号, P1-11 (1969)
1. 3 宅間「 SF_6 ガスとその基礎的特性」OHM, 57 巻, 10 号, P1 (1970)
1. 4 宮地「 SF_6 ガス絶縁機器：ガス絶縁機器の現状と将来の展望」電学誌, 97 巻, 5 号, P327-337 (1977)

1. 5 浅津「SF₆ガス絶縁機器：国内における適用の考え方について」電学誌，97巻，5号，P355-358
(1977)
1. 6 関西電力，三菱電機「超小型変電所用ガス絶縁開閉装置(GIS)」パンフレット
1. 7 通産省公益事業局編「電力需給の概要」(1956-1974)
1. 8 朝日年鑑「物価：市街地価格指数」(1956-1975年度版)
1. 9 河村「SF₆ガス絶縁開閉装置：開発の歴史」電学誌，97巻，5号，P349-351(1977)
- 1.10 Working Group 70.1 on Gas Insulated Substations of the IEE Substation Committee, "Bibliography of Gas Insulated Substations" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-94, No. 4, P1425-1435 (1975)
- 1.11 Ibid. IEEE Vol. PAS-96, No. 4, P1280-1287 (1977)
- 1.12 宅間「コンピュータエディット・デザインの基礎と応用」電学会関西支部専門講習会 (1975)
- 1.13 井関，西野「密閉形開閉設備(VHM)の電界解析(その1. 三次元軸対称電界の電算化方法論序説)」富士時報，43巻，5号，P436-440 (1970)
- 1.14 同上，43巻，8号，P750-759 (1970)
- 1.15 S. Menju, Y. Tsuchikawa, N. Kobayashi, "Electric Potential and Field of Conical Insulators for SF₆ Metalclad Switchgear" IEEE Trans. Paper 554-PWR (1971)
- 1.16 武藤，水野「管路気中送電用スーサの電位分布解析」昭和46年電学会全国大会 No. 1132
- 1.17 渡辺，宅間「各種の境界条件を有する半球棒-平板電極間の静電界計算とそのガス絶縁機器の実験並びに設計への応用」電学論，91巻，12号，P2288 (1971)
- 1.18 渋谷，新田「棒ギャップの電界と近接物体の影響」電学論，91巻，10号，P1945-1953 (1971)
- 1.19 Y. Kawaguchi, K. Sakata, S. Menju, "Effect of a Grounded Cylinder Enclosure on the Breakdown Gradient of Rod Gaps in SF₆" IEEE Vol. PAS-90, No. 3, P1079-1085 (1971)
- 1.20 藤波，宅間「同軸円筒線路端末部の電界上昇と最適形状」昭和54年電学会全国大会 No. 151
- 1.21 Steinbigler, H, "Digitale Berechnung elektrischer Felder" ETZ-A, Bd. 90, H25 S663-666 (1969)
- 1.22 H. Steinbigler, "Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktor rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft" Diss. TH München (1969)
- 1.23 北，宅間，渡辺「三相一括型ガス絶縁母線の電界強度」電力中研研究報告 No. 71057 (1972)
- 1.24 同上「複合誘電体系の新しい電界計算法とガス絶縁スーサ設計への応用」No. 72060 (1972)
- 1.25 T. Takuma, T. Watanabe "Optimal profiles of disc-type spacers for gas insulation" IEEE, Vol. 122, No. 2, P183-188 (1975)
- 1.26 H. Singer, "Das Elektrische Feld von Polycon-Elektroden" I SH, München, P59-66 (1973)
- 1.27 河本，宅間，渡辺「標準球ギャップにおける大地，支持棒の電界におよぼす影響——一般三次元場の電界計算——」電力中研研究報告 No. 177019 (1977)
- 1.28 O.C. Zienkiewicz, Y.K. Cheung, "The finite element method in structural and

continuum mechanics" McGraw-Hill, N.Y. (1967)

- 1.29 T. Misaki, H. Yamamoto, K. Itaka, T. Hara "Techniques for finite element analysis of 3-dimensional asymmetrical field distribution in SF₆ gas insulated cables" ISH, Zürich, P74~78 (1975)

- 1.30 宅間, 渡辺「SF₆ ガスの放電特性その2 (高気圧中の開閉サージ閃絡電圧の解析)」電力中研研究報告No. 68048 (1968)

「高気圧SF₆ ガス放電特性の理論的検討」電学誌 Vol.90, No.7, P1381-1387 (1970)

- 1.31 A. Pedersen, "Criteria for Spark Breakdown in Sulfur Hexafluoride" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-89, No.8, P2043-2048 (1970)

- 1.32 T. Nitta, Y. Shibuya, "Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulfur Hexafluoride" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-90, No.3, P1065-1071 (1971)

- 1.33 放電常置専門委員会「SF₆ ガス中における絶縁破壊 — 準平等電界における破壊特性 — 」電気学会技術報告 118号 (1977)

他 多数

- 1.34 A. H. Cookson, O. Farish, "Effect of Conducting Particles on AC Corona and Breakdown in Compressed SF₆" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-91, No.4, P1329-1338 (1972)

他 多数

- 1.35 T. Nitta, Y. Shibuya, Y. Fujiwara "Voltage-Time Characteristic of Electrical Breakdown in SF₆" IEEE Trans. 74, 465-1 (1974)

- 1.36 T. M. Nielsen, A. Pedersen "Edge Breakdown Between Uniform-Field Electrodes in SF₆" 2nd Int. Conf. on Gas Discharges P323-325 (1972)

- 1.37 Y. Kawaguchi, K. Sakata, S. Menju, "Dielectric Breakdown of Sulfur Hexafluoride in Nearly Uniform Fields" IEEE 70 T.P. 577-PWR 他多数

- 1.38 渡辺, 河本「電極効果を考慮した直流高気圧ガス絶縁特性の解析(その1)」電力中研研究報告 No.175035 (1976) 他多数

- 1.39 T. Nitta, N. Yamada, Y. Fujiwara, "Area Effect of Electrical Breakdown in Compressed SF₆" IEEE PES Summer Meeting Paper T73449-6 (1976) 他多数

- 1.40 A. H. Cookson "Electrical Breakdown for Uniform Fields in Compressed Gases" IEEE Vol.117, No.1, P269-280 (1970)

- 1.41 V. A. Avrutskii et al "Effect of Electrode Roughness on the Electrical Strength of Compressed Gases" Sov. Phys. Tech. Phys. Vol.18, No.1.3, P386-388 (1973)

- 1.42 S. Berger "Onset on Breakdown Voltage Reduction by Electrode Surface Roughness in Air and SF₆" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-95, No.4 P1073-1079 (1976)

- 1.43 桑原 他「印加電圧波形による固形不純物の振舞い(SF₆)」昭和49年電学会全国大会 No.989

- 1.44 新田 他「500kV用SF₆ 避雷器ギャップ」電学論 Vol.92-B No.10, P523 (1972)

- 1.45 B. Bouvier, B. Fallou "Caractéristiques diélectriques de l'hexafluoride de soufre et des mélanges d'azote et d'hexafluoride de soufre" Revue Generale de

L'Electricite Tome 75 No.2, P174-182 (1966)

1.46 T. Takuma, T. Watanabe, K. Kita "Discharge Development of Long Gaps in SF₆ gas" ISH, München P386-390 (1972)

1.47 T. Takuma, T. Watanabe, K. Kita "Breakdown characteristics of highly nonuniform long gaps in compressed air" PIEEE, Vol.119, No.12, P1767-1768 (1972)

第2章 高気圧ガス中の放電に関連する電極間の静電界計算

2.1 ま え が き

高気圧ガス絶縁方式で使用する電極配置のフラッシュオーバー電圧は、ごく特殊なもの、例えばSF₆ガス避雷器の電極を除くと、コロナ放電開始電圧にほぼ等しい。コロナ放電開始電圧は空間電荷の電界に影響されない静電界によって決まるので、ガス絶縁方式で静電界計算が極めて重要となる。特に、高気圧SF₆ガス絶縁方式では、フラッシュオーバー電圧が電極間の最大電界だけで決まることが明らかにされている。^(2.1)

したがって、与えられた電極形状と配置に対してその最大電界がわかれば、絶縁設計の基本はほぼ解決したことになる。

ガス絶縁機器の高電圧部分と外側金属（シース）との間の構造は、三相を一括して絶縁する方法と三相分離の同軸円筒配置とする方法とがある。ガス絶縁機器の所要容積を極力小さくする点では前者が優れているが、一方相間事故の危険性分岐部における絶縁施工の困難さなどの欠点を有している。

本章では、後者（三相分離、同軸円筒配置）を取りあげる。このような同軸円筒電極ではその端末部の構造をどのように設計するかが問題である。

考えられる形状として、

- ・ 外側シースを平板で蓋をするもの（図2.1）
- ・ 終端部の中心導体径を大きくするもの（図2.2）
- ・ 外側シースおよび中心導体を同心球状に終端するもの（図2.3）
- ・ 断路器断路部に接地平板が挿入されるもの（図2.4）

などが挙げられる。

製作の容易さの点から図2.1に示すように、外側シースを円筒、中心導体を半球形状とするのが一般的である。

電界計算の対象としては、実用性の高い円筒金属容器中の半球棒—平板電極の最大電界、すなわち、半球部分の電界計算を主に行う。

電子計算機を用いた従来の差分法による電界計算法では、この電極形状に対しては計算時間が長くなるうえに誤差が大きいので、半球面上の最大電界値を求めるには不適切である。

この章では、この電極形状に適し、かつ誤差の少ない計算法を新たに開発した。その結果、従来の差分法よりも格子点数が約1/5に減少し、計算時間が短縮され、しかも精度の高い最大電界値が容易に求められた。

さらに、この計算法を用いて、高気圧ガス絶縁方式の設計上重要な次の成果を得た。

- ・ 同軸円筒電極配置の端末部における電界上昇および最大電界値の生ずる位置が明らかとなり、絶縁設計に有力な目安を得たこと。
- ・ ガス絶縁機器の単相母線端末、断路器断路部の一つの基本形状を提案できたこと。
- ・ 実験タンク内で半球棒—平板電極の放電電圧を測定する場合のタンク壁の影響を明らかにできたこと。

次節以降、この新しい電界計算法と結果および高気圧ガス絶縁設計に関する上記3点について解析結果を述べる。

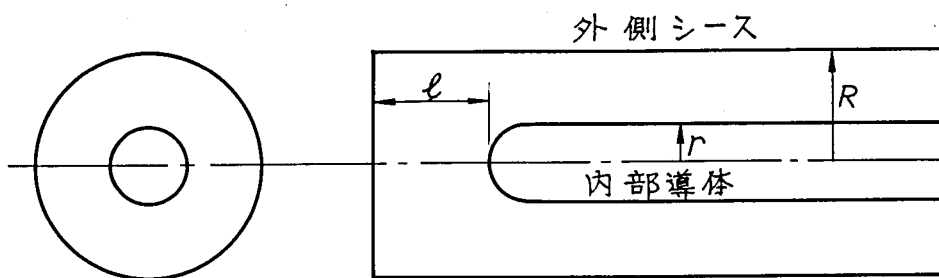


図 2.1 同軸円筒電極の端末形状の例

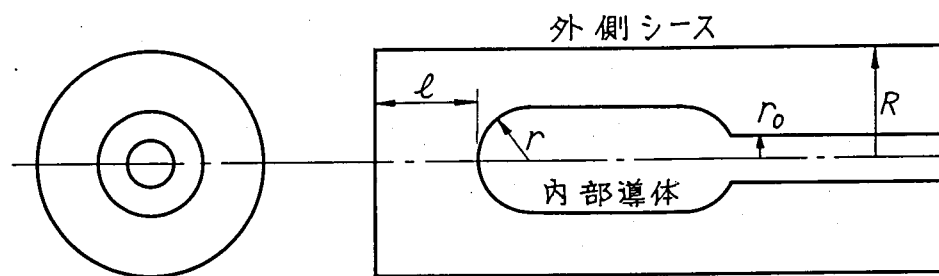


図 2.2 同軸円筒電極の端末形状の例

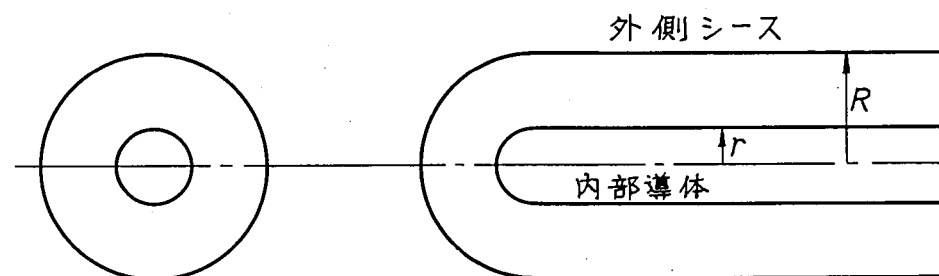


図 2.3 同心球状の母線端末の例

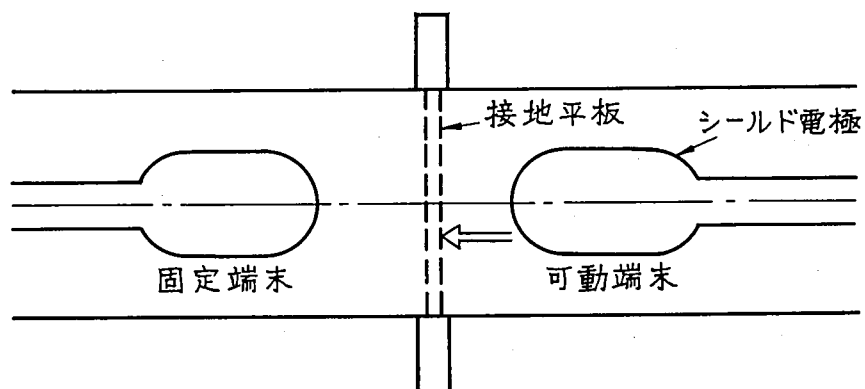


図 2.4 ガス絶縁断路器断路部の例

2.2 計 算 方 法

半球棒—平板電極系が円筒型金属容器中にある場合の電界計算は、各種の計算方法が試みられている。^{(2.2)~(2.5)}
大別すると、差分法と電荷重畳法とがある。両方法ともに大地電位を持つ金属容器と高電位側電極の境界条件の処理方法が計算精度に大きく影響する。差分法では円筒座標系が用いられるが、最大電界の生ずる半球電極表面上に格子点を合致させることが難しく、最大電界値の誤差が大きくなり易い。電荷重畳法を用いる場合には、高電位側電極形状を形成する電荷の種類、数、配置について試行錯誤を繰り返して計算精度を上げることにある。

筆者の計算方法の特徴は差分法の適用に当って双球面座標系を取り入れたことにある。特に、双球面座標を用いた結果、最も重要な最大電界の部分が詳しく計算され、計算機の有効な利用と精度の高い計算結果を得ることができた。その原因をさらに詳しく述べると、

- 半球電極面と平板電極面とが、後述するように $\eta = \eta_0$ と 0 によってそれぞれ座標成分の一つで与えられるので、図 2.5 に示すように境界格子点の電位が適切かつ容易に決まる。さらに直交座標系なので半球電極面上の電界値の計算が容易である。したがって最大電界値も簡単に精度良く求めることができる。
 - 高電界部分（半球電極付近）で格子点密度を高めることができる。したがって、全体の格子点の数が大巾に減少する。この結果逐次加速緩和法を用いる場合、計算時間が非常に短くなる。
 - 座標変換によって無限遠点を領域内に繰り入れることができるので孤立系^(注21)の場合の計算も容易である。したがってタンク壁が最大電界値におよぼす影響を正確に把握できる。
- などの理由による。以下に計算方法を具体的に説明する。

2.2.1 双球面座標および逐次加速緩和法によるラプラスの方程式の計算

図 2.5 に示す xz 平面上で直交する二つの円群は次式で与えられる。

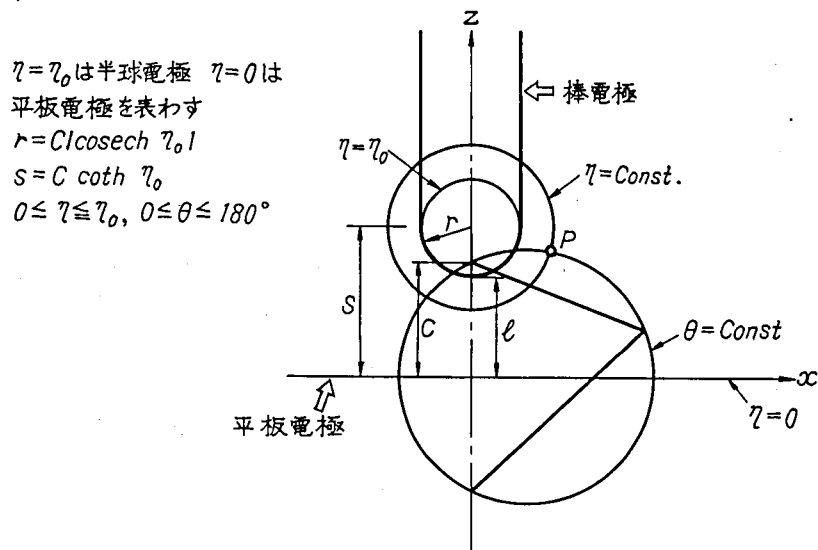


図 2.5 双球面座標による半球棒—平板電極の表示

$\eta = \text{const.}$ の円群：

$$x^2 + (z - C \coth \eta)^2 = C^2 \operatorname{cosech}^2 \eta \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

$\theta = \text{Const}$ の円群

$$(x - C \cot \theta)^2 + z^2 = C^2 \operatorname{cosec}^2 \theta \quad (2.2)$$

次に、この円群を z 軸の回りに回転すると双球面座標を得る。

空間電荷の無い場合の静電界計算はラプラス方程式を解くことになる。ラプラスの方程式を双球面座標で表わすと、

$$\begin{aligned} & (\cosh \eta - \cos \theta) \sin \theta \left\{ -\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\sin \theta}{\cosh \eta - \cos \theta} \cdot \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sin \theta}{\cosh \eta - \cos \theta} \cdot \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \right\} + \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (2.3) \end{aligned}$$

対象とする電極配置が z 軸に関して回転対称であることを考慮すれば、 φ に無関係となり、(2.3) 式中の $\frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2}$ は 0 になる。 $\frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} = 0$ を考慮して (2.3) 式の微分演算を行なうと (2.4) 式になる。

$$\begin{aligned} & \sin \theta \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} - \frac{\sin \theta \sinh \eta}{\cosh \eta - \cos \theta} \frac{\partial v}{\partial \eta} \\ & + \sin \theta \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{\cosh \eta \cos \theta - 1}{\cosh \eta - \cos \theta} \frac{\partial v}{\partial \theta} = 0 \quad (2.4) \end{aligned}$$

ここで座標成分が (m, n) の格子点に次の差分を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial \eta} &= \frac{1}{2 \Delta \eta} (V_{m+1, n} - V_{m-1, n}) \\ \frac{\partial v}{\partial \theta} &= \frac{1}{2 \Delta \theta} (V_{m, n+1} - V_{m, n-1}) \\ \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} &= \frac{1}{(\Delta \eta)^2} (V_{m+1, n} - 2 V_{m, n} + V_{m-1, n}) \\ \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} &= \frac{1}{(\Delta \theta)^2} (V_{m, n+1} - 2 V_{m, n} + V_{m, n-1}) \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

(2.4) 式に (2.5) 式の差分を施して整理すると (2.6) 式を得る。

$$\left. \begin{aligned} V_{m, n} &= A (V_{m+1, n} + V_{m-1, n}) + B (V_{m, n+1} + V_{m, n-1}) \\ &+ C_{m, n} (V_{m+1, n} - V_{m-1, n}) + D_{m, n} (V_{m, n+1} - V_{m, n-1}) \\ A &= (\Delta \theta)^2 [2 \{ (\Delta \eta)^2 + (\Delta \theta)^2 \}]^{-1} \\ B &= (\Delta \eta)^2 [2 \{ (\Delta \eta)^2 + (\Delta \theta)^2 \}]^{-1} \\ C_{m, n} &= -[4 \Delta \eta \{ (\Delta \eta)^{-2} + (\Delta \theta)^{-2} \}]^{-1} \\ &\times \frac{\sinh(m-1) \Delta \eta \sin(n-1) \Delta \theta}{\{ \cosh(m-1) \Delta \eta - \cos(n-1) \Delta \theta \}} \\ D_{m, n} &= [4 \Delta \theta \{ (\Delta \eta)^{-2} + (\Delta \theta)^{-2} \}]^{-1} \\ &\times \frac{\cos(n-1) \Delta \theta - 1}{\{ \cosh(m-1) \Delta \eta - \cos(n-1) \Delta \theta \}} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

(2.6)式をもとに逐次加速緩和法で表わすと(2.7)式になる。

$$\begin{aligned}
 V_{m,n}^{i+1} &= V_{m,n}^i + \omega \epsilon_{m,n}^{i+1} \\
 \epsilon_{m,n}^{i+1} &= A(V_{m+1,n}^i + V_{m-1,n}^{i+1}) + B(V_{m,n+1}^i + V_{m,n-1}^i) \\
 &\quad + C_{m,n}(V_{m+1,n}^i - V_{m-1,n}^{i+1}) + D_{m,n}(V_{m,n+1}^i - V_{m,n-1}^{i+1}) - V_{m,n}^i
 \end{aligned} \quad \dots\dots (2.7)$$

ここに、 ω は加速係数、 i は反復回数を表わす。収束判定は $\max |\epsilon_{m,n}^{i+1}| \leq \epsilon$ とする。

2.2.2 境界条件、空間位置の表示

電極配置が z 軸に関し回転対称であるので、その断面は図2.5のように表わせる。図より明らかに半球電極面は $\eta = \eta_0$ 、平板電極は $\eta = 0$ で表わされる。 η_0 は(2.8)式から決定できる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\text{半 球 直 径}}{\text{球 中 心 と 平 板 と の 距 離}} &= \frac{2r}{S} = \frac{2r}{l+r} = \frac{2}{(l/r)+1} \\
 &= \frac{2C \operatorname{cosech} \eta_0}{C \coth \eta_0} = \frac{2}{\cosh \eta_0} \quad \dots\dots\dots (2.8)
 \end{aligned}$$

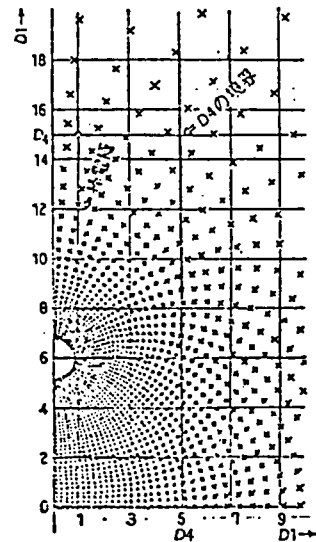
したがって、 l/r を決めれば η_0 が決まる。

また、 C は(2.1)式と(2.8)式の η_0 とを用い、 (x, z) として $(0, l)$ を代入すれば次式により決定できる。

$$C = l(\coth \eta_0 + \operatorname{cosech} \eta_0)^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

電極間空間の点 P は、 η ＝一定および θ ＝一定の二つの円が交差する点として表わされる。したがって半球面以外の棒電極部分や円筒金属容器壁の電位を与える格子点の決定は、空間格子の中から棒電極内部にあるものや容器壁内部の格子を選び出す必要がある。図2.6に $l/r=5$ の空間格子の分布の様子を示す。

この図から空間格子が半球面付近の高電界領域に密に分布しているのがよく分かる。境界条件を与える格子点の分布の例を図2.7に表わす。図は $l/r=5$ の場合で、同図(a)は孤立系、同図(b)は円筒容器の内径がギャップ長の2倍、内部高さが3倍の例である。図から明らかな通り、最大電界の生ずる半球電極面が η 座標の成分 $\eta = \eta_0$ と一致している。その結果、電界ベクトルは E_η 成分そのものとなり、最大電界値の計算が容易である。



D_1, D_4 は表 2, 1 参照

図 2.6 (θ, η) 座標による空間格子の位置

2.2.3 流れ図と計算プログラム

(2.7)式をもとに電子計算機による計算の流れを図2.8に表わす。また開発したプログラムを付録2.1に示す。

2.2.4 計算内容と計算条件

計算の対象とした電極配置と寸法を表わす諸量は図2.9の通りで、大別すると孤立系と円筒金属容器内部に設置した場合とに分れる。

計算内容は目的に応じて、(1)実験タンク内で半球棒—平板電極のフラッシュオーバー電圧およびコロナ放電開始電圧を測定する際、タンク壁が最大電界値におよぼす影響を明らかにする目的で表2.1(a)の各値を選んだ。(2)同軸円筒電極配置の末端部の電界上昇の割合を検討するために同表(b)の諸量を選んだ。長さは半球半径を1cmとした場合を基準としている。

計算条件は、半球棒電極に1kVを印加することとし、収束判定の ε の大きさを 1×10^{-6} 、加速係数を1.7~1.8、格子数は865~2694の間、反復回数は最大574回である。計算条件の詳細は付録2.2に示す。

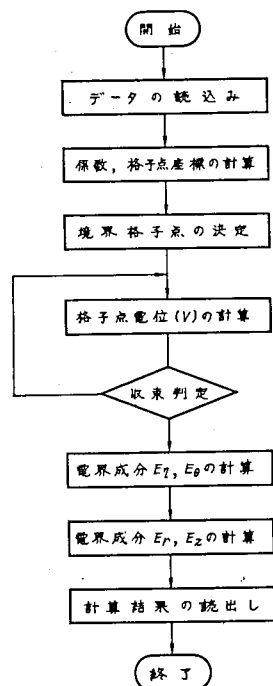
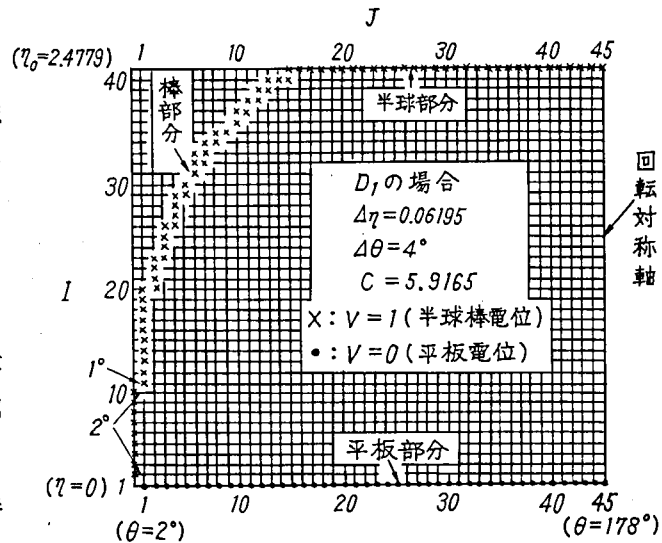
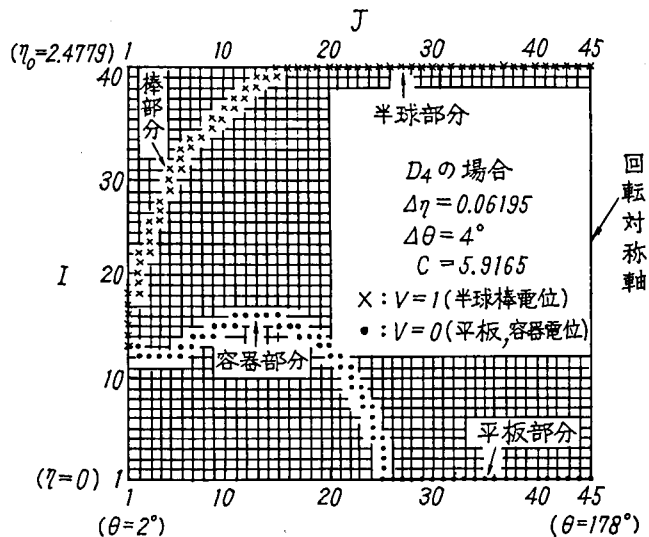


図2.8 計算の流れ図



D 1 は表 2-1 参照

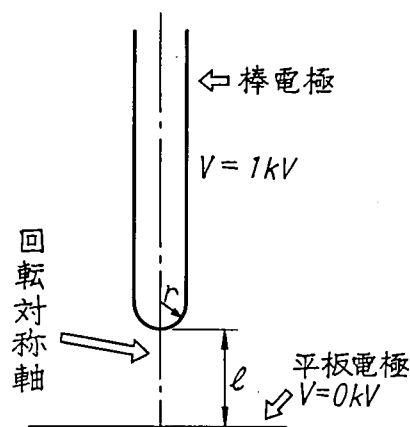
(a) 孤立系の場合



D 4 は表 2-1 参照

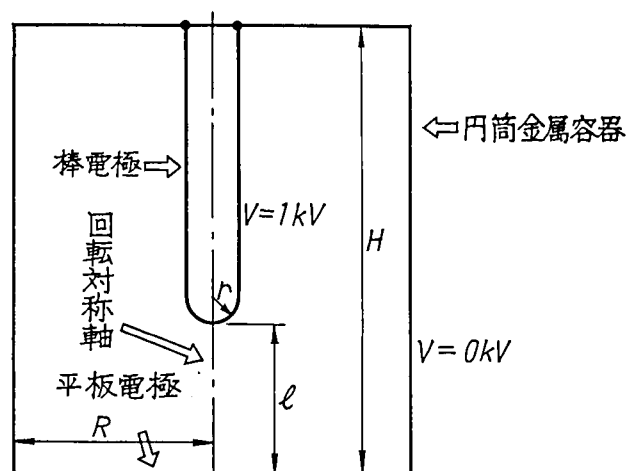
(b) 円筒金属容器中

図2.7 (θ, η)座標による境界条件の表示



r : 半球棒半径 l : 電極間距離

(a) 孤立系の半球棒—平板電極



r : 半球棒半径 R : 円筒容器半径

l : 電極間距離 H : 円筒容器の長さ

(b) 円筒金属容器内の半球棒—平板電極

表 2.1 電界計算例

(a) 孤立系および円筒金属容器中の半球棒—平板電極間の電界計算例

分 類	l/r ($r=1\text{cm}$)	R/l	H/R
A 1	20	∞	∞
A 2	"	2	4.6
A 3	"	1	2
A 4	"	0.25	8
B 1	1.0	∞	∞
B 2	"	4	2.3
B 3	"	2	4.7
B 4	"	1	3
B 5	"	0.5	6
B 6	"	0.25	12
D 1	5	∞	∞
D 2	"	4	3
D 3	"	2	3
D 4	"	1	3
D 5	"	0.5	6
D 6	"	0.25	12

孤立系の場合：A 1, B 1, D 1

円筒金属容器中の場合：A 1, B 1, D 1, を除いたケース

$l/r=20, 10, 5$ と選んだのは長ギャップを想定したためである。

R/l の値は、金属容器壁の先端電界への影響を調べる目的で選んだ。

H/R の値は先端電界値に影響を与えない程度に選んだ。

(b) ガス絶縁機器の端末部分の電界計算例

分 類	l/r ($r=1\text{cm}$)	R/r	H/R
E	1	2	10
F 1	2	3	10
F 2	2	4	10
G	3	2	20
H 1	4	3	10
H 2	4	4	10
I	5	2	15
J 1	6	3	10
J 2	6	4	10

$R/r=2\sim4$ について l/r 及び

H/R を変化させて計算した。

l : 内部導体先端としゃへい板迄の距離

r : 内部導体先端球の半径

R : 外側導体 (シース) の半径

H : 同軸円筒部分の長さの程度を表わす。

2.3 計算の結果

高気圧ガスの放電実験やガス絶縁機器の同軸母線端末部の絶縁設計の際に重要な半球電極面上の先端電界および最大電界を表 2.2 に示す。同表から注目すべき結果として、最大電界が半球電極の先端部分に生じない例がある（表中▽記号）。特にガス絶縁設計では、接地ケースの壁が半球棒に近づくとき最大電界を生ずる個所が半球先端の一点から半球側面の帯状部分に移るので、半球側面の広い部分が高電界にさらされることになる。

なお、電極表面の電界値は直接求められないので、その値は近接格子点の電界値を用いた近似計算で算出される。本章の先端電界値、最大電界値の導出方法は付録 2.3 で説明する。また、計算結果の誤差は 0.3 % 程度である。詳細な検討は付録 2.3 に併せて述べておく。

次に計算結果をもとに、タンク壁が半球先端電界におよぼす影響とガス絶縁機器の同軸母線端末部の電界上昇の程度を検討する。

2.3.1 先端電界変化率

実験タンクの壁が半球先端電界におよぼす影響を表わす指標として先端電界変化率 g を用いる。ここで、 g は次式で定義する。

$$g = \{ E_{top} - E_{top}(\infty) \} / E_{top}(\infty) \cdots (2.10)$$

E_{top} : 実験タンク内の半球先端電界

$E_{top}(\infty)$: 孤立系の半球先端電界

表 2.2 の電界値から、 g の変化を図 2.10 に示す。図

中、矢印はタンク壁の影響で最大電界が半球先端部以外の個所に生ずることを表わす。主な結果をまとめると次の通りである。

- $R/r < 5$ の範囲では先端電界＝最大電界である。
- R/r には先端電界よりも大きい電界が半球側面に生じる。
- タンク壁の影響は、ギャップ長が大きいほど大で、 g が 10 % になるのは $\ell/r = 20, 10, 5$ についてそれぞれ $R/r = 30, 10, 7$ 、また、5 % ではそれぞれ 40 以上、17, 11 となる。

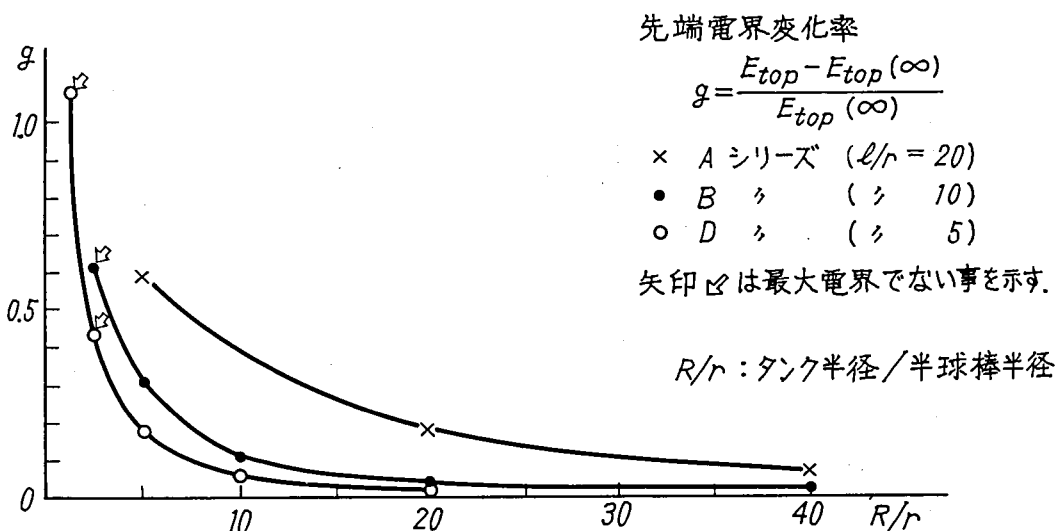


図 2.10 ギャップ長一定の場合にタンク壁が先端電界に及ぼす影響

表 2.2 計算結果「先端電界・最大電界」

(a) 孤立系及び円筒金属中の半球棒—平板電極における先端電界・最大電界

分 類	先 端 電 界 (Volt/cm)	最 大 電 界 (Volt/cm)
A 1	0.6744	0.6744
A 2	0.7153	0.7153
A 3	0.7937	0.7937
A 4	1.0720	1.0720
B 1	0.8407	0.8407
B 2	0.8531	0.8531
B 3	0.8676	0.8676
B 4	0.9438	0.9438
B 5	1.0993	1.0993
B 6	1.3536	1.3739 ↓
D 1	0.9419	0.9419
D 2	0.9550	0.9550
D 3	0.9880	0.9880
D 4	1.1014	1.1014
D 5	1.3510	1.4151 ↓
D 6	1.9042	4.3034 ↓

表中*が孤立系の場合。他は全て円筒金属容器中の場合。

分類記号は電極配置を表わし、表 2-1 に対応する。

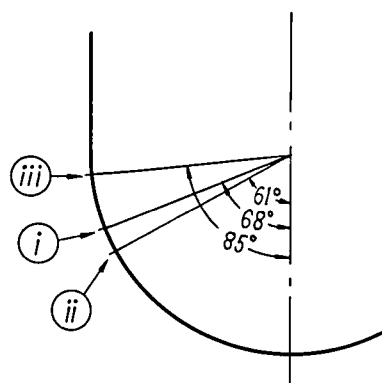
先端電界が最大電界でない場合（表中矢印）は

i) ギャップ長 10cm, 中心軸から容器壁迄の距離 2.5cm, 容器の高さ 30cm (R 6)

ii) ギャップ長 5cm, 中心軸から容器壁迄の距離 5cm, 容器の高さ 30cm (D 5)

iii) ギャップ長 5cm, 中心軸から容器壁迄の距離 2.5cm, 容器の高さ 30cm (D 6)

の 3 通りである。最大電界の位置を下图に示す。



(b) 端末部分の先端電界・最大電界

分 類	先 端 電 界 (Volt/cm)	最 大 電 界 (Volt/cm)
E	1.8288	1.8288
F 1	1.3937	1.3937
F 2	1.3293	1.3293
G	1.5323	1.7522 ↓
H 1	1.3115	1.3308 ↓
H 2	1.2047	1.2047
I	1.5481	1.7502 ↓
J 1	1.3045	1.3249 ↓
J 2	1.1904	1.1904

分類記号は電極配置を表わし表 2-1 に対応する。

先端電界が最大電界でない場合（表中矢印）は

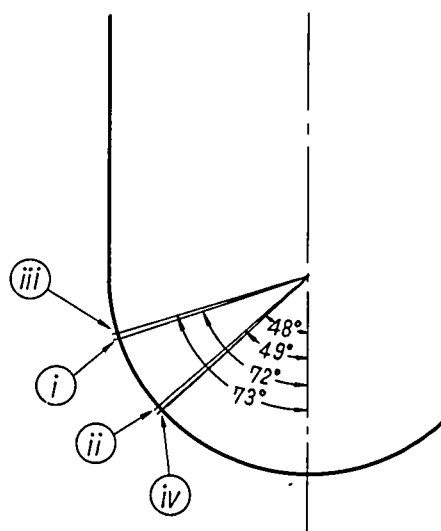
i) 先端からしゃへい板迄の距離 3cm, 外部導体径 4cm, しゃへい板から軸方向の長さ 40cm (G)

ii) 先端からしゃへい板迄の距離 4cm, 外部導体径 6cm, しゃへい板から軸方向の長さ 30cm (H I)

iii) 先端からしゃへい板迄の距離 5cm, 外部導体径 4cm, しゃへい板から軸方向の長さ 30cm (I)

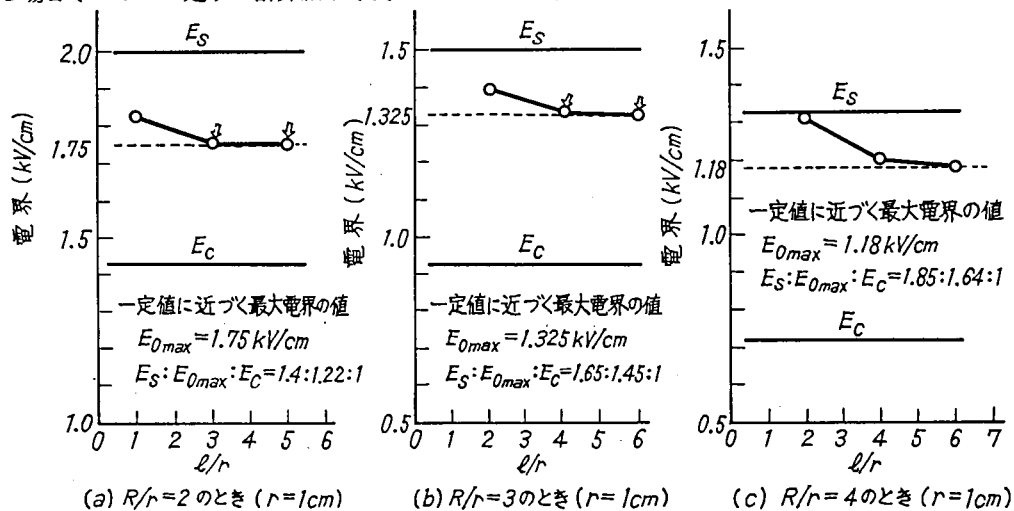
iv) 先端からしゃへい板迄の距離 6cm, 外部導体径 6cm, しゃへい板から軸方向の長さ 30cm (J I)

の 4 通りである。最大電界の位置を下图に示す。



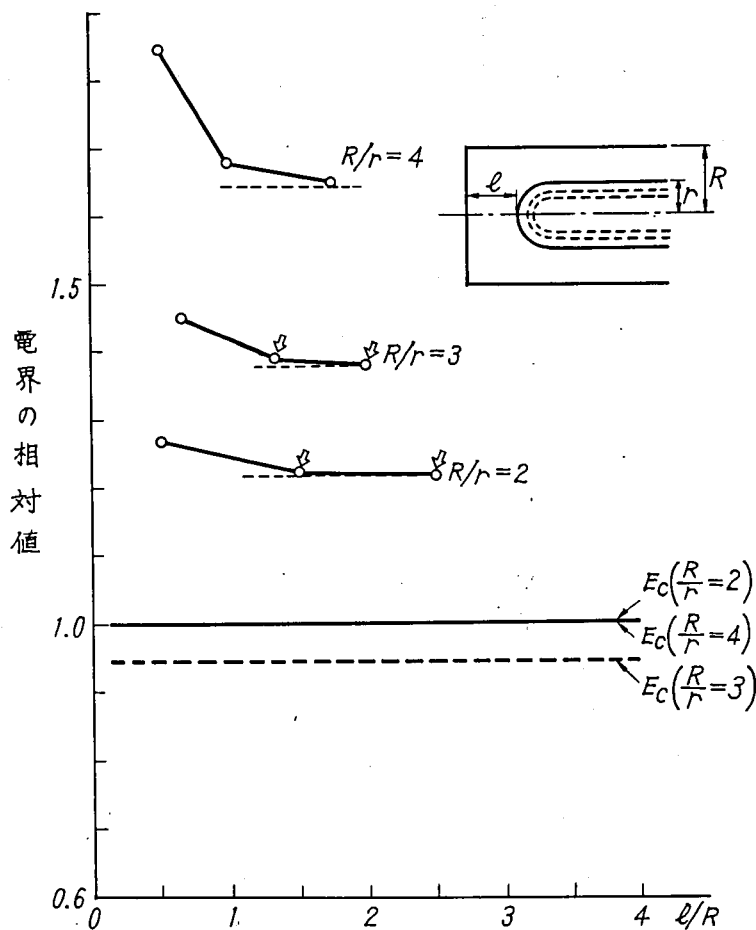
2.3.2 ガス絶縁機器端末部分の最大電界

ガス絶縁機器の端末部分の絶縁を検討するために、外側導体径 ($2R$) と内側導体径 ($2r$) との比 R/r の値が 2 ~ 4 の場合 ($2r = \text{一定}$) の計算結果 (表 2.2) をもとに、最大電界値の変化を図 2.11 に示す。



(◇印は先端以外の半球面上に最大電界値があることを示す)

図 2.11 内部導体径 ($2r$) 一定の場合の最大電界



◇印は先端以外の半球面上に最大電界値がある事を示す。
 $E_c(R/r=2, 4, R=\text{一定})$ の値を 1 に選んでいる。

図 2.12 外側導体径 ($2R$) 一定の場合の端末部分の最大電界

図において、 E_s は R/r の値に等しい比を有する同心球電極の内部導体球面上の電界、 E_c は R/r に等しい比を有する同軸円筒電極の内部導体面上の電界を表わす。なお図中の矢印は先端以外の半球面上の電界が最大電界である場合を示す。図から明らかに $R/r = \text{一定}$ のとき、 ℓ (内部導体先端としゃへい板との距離) がある距離より大きくなると最大電界値は一定値 $E_{0\max}$ に近づく。それらの値はそれぞれ、

- $R/r = 2$ のとき、 ℓ は 5 cm 以上。 $E_{0\max} \sim 1.75\text{ kV/cm}$
- $R/r = 3$ のとき、 ℓ は 6 cm 以上。 $E_{0\max} \sim 1.33\text{ kV/cm}$
- $R/r = 4$ のとき、 ℓ は 7 cm 以上。 $E_{0\max} \sim 1.18\text{ kV/cm}$

である。

実際の設計には外側導体径 ($2R$) = 一定の場合の最大電界値が必要となることが多い。このため図 2.11 を利用して $2R$ = 一定の場合の値を換算により求めたのが図 2.12 である。ここで、基準の電界値としては実用を考慮して $R/r = 2$ (ならびに 4) のときの E_c (同軸円筒の最大電界値) を 1 とした。

2.4 考 察

この節では先づ今回の計算方法の特長を明らかにする。さらに計算結果をもとに、高気圧ガスの放電実験を行う場合の静電界分布の変化とガス絶縁機器の絶縁設計への応用について検討する。

2.4.1 計算方法の特長

筆者とほぼ同じ電極配置の電界を他の研究者は円筒座標系を用いて検討している。^(2,3) 筆者の方法と計算条件を比較したのが表 2.3 である。表から明らかな通り筆者の方法は次の特長を持つ。

表 2.3 計算方法 (双球面座標・円筒座標) の違いによる計算条件の比較

計 算 方 法 座 標 系	筆 者	Kawaguchi, Sakata, Menju ^(2,3)
	逐次加速緩和法 双球面座標	同 左 円筒座標
計 算 内 容	金属容器中の半球棒—平板電極間の静電界 (右と同じ目的及び金属容器内の放電実験のための静電界) 孤立系の半球棒—平板電極間の静電界	金属容器中の半球棒—平板半球棒—半球棒 電極間の静電界 (ガス絶縁機器の母線端末、 断路器断路部の設計応用を中心として)
計 算 条 件	$R/r = 2, 3, 4$ $\ell/r = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ $R/r = 1.25, 2.5, 5, 10, 20, 40, \infty$ $\ell/r = 5, 10, 20$	$R/r = 2.7, 4, \infty$ $\ell/r = 0.7, 1.0, 1.7, 3, 4, 6, 8$
格 子 数	2,700 (最大)	13,000 (最大)
反 復 回 数	最大 574 回	平均 1,000 回
収 束 判 定 ε	1×10^{-6}	約 0.77×10^{-6}
計 算 上 の 相 違 点	半球部分が最密で次第に粗くなる格子で分割。 棒電極の円筒状の部分および金属容器の境界値を与える格子点に工夫が必要。 最大電界値を与える半球面上の位置が連続な格子点で与えられる。	空間が一樣格子で分割。 半球部分の境界値を与える格子点に工夫が必要。

- 格子数が非常に少なくて済む。
- 反復回数が少なく、計算時間が短縮できる。
- 最大電界値の計算が精度良く、かつ容易に行なえる。

2.4.2 タンク内実験の場合の静電界分布

大気圧空気以外のガス中放電現象の実験はすべてなんらかの容器内で行われる。特に容器が金属製の場合には、通常近接した位置に大地電位が存在することになり、高電位側電極の表面電界の増大といった効果が表われる。今回の計算によって以下の点が明らかになった。

- タンク壁までの距離（中心からの距離 R ）がギャップの長さ ℓ に比べて近すぎると、半球先端以外の個所で最大電界が生じる。図 2.10 によれば、先端電界＝最大電界が成立するのは、 $\ell/r = 20, 10, 5$ についてそれぞれ、 $R/\ell = 1/4, 1/2, 1$ までである。すなわち、このような ℓ/r （ギャップ長対半球半径）の範囲では「タンク壁の半径 R が半球半径の 5 倍以内に近づくと先端が最大電界でなくなる」ということが明らかになった。

この計算結果は実験的にも確認されている。前述の電極配置に近い場合（ $R/r = 2.7$ ； $R = 27\text{ cm}$ ， $r = 10\text{ cm}$ ， $\ell/r = 4.9$ ； $\ell = 49\text{ cm}$ ）の高気圧 SF_6 ガス中フラッシュオーバー特性の実測報告⁽²³⁾によれば、フラッシュオーバー時の放電路が先端以外の半球部分から伸び出し円筒タンク壁に達する。フラッシュオーバー電圧が同軸円筒配置で計算した値に近い、などが明らかになっている。

- タンク壁の存在によって先端電界値がタンクなしの場合（すなわち、孤立系の場合）より高くなる。 $\ell/r = 20 \sim 5$ の範囲で、その上昇程度を先端電界変化率 g で表わすと図 2.10 に示すように、10% の差を生ずるのはほぼタンク壁の半径がギャップ長の 2 倍のとき、3～5% の差を生ずるのはタンク壁の半径がギャップ長の 4 倍のときである。

2.4.3 同軸円筒電極配置の端末部の電界上昇

同軸円筒電極で同軸部分の放電実験を行なう場合には端末の形状が重要になる。その理由は、

- 端末の形状の影響で同軸部分の静電界が無限長の同軸部分の電界値と異なる。
- 端末部分の電界が同軸部分の値より大きくなること。

すなわち、本計算で明らかのように、図 2.1 の形状で中心導体の端末部分が外側導体の内部にあると、 ℓ をいかに大きく選んでも端末部分の電界が同軸部分より相当大きくなり、放電開始が端末部分で起りうるためである。

このために、これまでの同軸円筒電極の実験では、

- 中心導体を外側導体（シース）よりも突き出し、外側導体は徐々に径を太くした後縁辺部分を丸める。
- 端末にもブッシングを使用する。

などの方法をとっている。

しかし、このような外側導体の複雑な形状、ブッシングの使用は製作の面で不便である。

これに対し、実験に使用する R/r がある程度大きい場合には、外側導体は単なるパイプ形状で、中心導体の端末処理によって適切な設計が可能になる場合がある。この様子を図 2.2 に示す。すなわち、半球棒－平板電極で $R/r = 2$ のとき（ $R/r = 2$ の同軸円筒電極の電界を 1 とすると）端末の最大電界は $\ell/R = 0.5$ のときでも 1.27 である。（図 2.12 参照）一方、放電実験に使用する r_0 の部分がたとえば $R/r_0 = 8$ であると、電界は 1.3 に相当し、 r_0 の同軸部分の電界のほうが高くなり、この部分で放電が開始することになる。 R/r_0 がさらに大きい場合には端末部分の径はさらに小さくてよい。

r_0 の部分でコロナ放電が生じた後は、同軸部分および端末部分の電界が変化する。しかし、中心導体の端末部分は半球-円柱の組み合わせという製作容易な形状なので、中心導体径が小さい場合の同軸電極のコロナ放電開始電圧、高気圧ガスのフラッシュオーバー電圧の測定、その他に適用が可能だと思われる。

2.4.4 ガス絶縁機器の絶縁設計への応用

本節では、ガス絶縁機器の高電圧部分と外側金属（シース）の絶縁構造について同軸円筒配置をとりあげる。

三相分離の構造ではガス絶縁ケーブル、密閉変電所母線、エレメント間接続部^(注2.2)など、ガス絶縁機器の多くは同軸円筒電極配置をとる。中心導体の外径を $2r$ 、外側シースの内径を $2R$ とすると、絶縁設計の目安となるギャップ間の最大電界 E_m は导体表面で生じ、その値は印加電圧を V として次式で与えられる。

$$E_m = \frac{V}{r \log(R/r)}$$

シース径 $2R$ が一定で E_m を最小にする导体径 $2r$ はよく知られているように、

$$R/r = e = 2.7 \dots\dots\dots$$

で与えられる。すなわち、この値のときフラッシュオーバー電圧 V_d は最小になると考えてよい。しかし、この最小条件を満足する R/r の付近で、 $r \log(R/r)$ は R/r の対数関数であり、 V_d も変化が小さい。図 2.13 が示すように $R/r = 2 \sim 4$ の広い範囲にわたって $r \log(R/r)$ は最大値の 94% 以上の値を有し、同軸部の导体表面電界に関するかぎりでは导体径の選定にかなりの自由度がある。

このような同軸円筒電極ではその端末部の構造をどのようにするかが重要である。これについて製作が容易である点から外側シースを円筒、中心導体を半球形状（図 2.1 参照）とし、Round number として $\ell/r = 2, 3, 4$ をとってその電界を調べた結果、次の結論を得た。

- 前項 2.4.3 に述べた通り同軸円筒部分だけで絶縁設計を行ない、その半径のままで端末を半球状に終端することは、 $R/r = 2 \sim 4$ の範囲では表 2.4 に示した通り同軸部分よりも ℓ を相当に大きくしても 1.21～1.64 倍の電界集中を生じる。これは同軸部分以上に端末の絶縁設計が重要であることを指摘している。
- 同軸円筒部分だけで考えるかぎり、前述したように外側容器（シース）径 $2R =$ 一定で最も望ましい（ギャップ中の最大電界値の小さい）中心導体径 $2r$ は $R/r = e = 2.7 \dots\dots\dots$ 、すなわち約 3 であるが、端末においては $R/r = 2$ のほうが 3 よりも望ましいことが明らかにされた。すなわち、 $R/r = 3$ から 2 へ内径を 1.5 倍にすると最大電界値は 10% 低

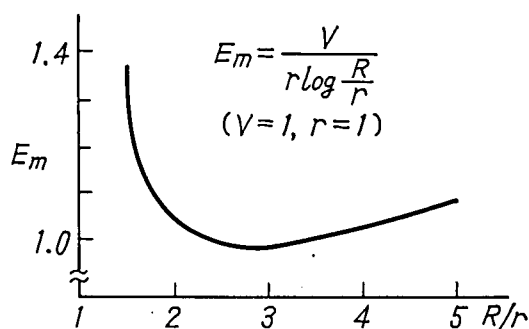


図 2.13 無限長同軸円筒電極の内部导体面上の電界

表 2.4 同軸部分と端末部分の電界の比較

R/r	2	3	4
同軸円筒部分最大電界	1	0.946	1
端末部分最大電界	1.21	1.37	1.64
比	1.21	1.45	1.64

$R/r = 2$ ならびに 4 のときの同軸部分の電界とした。また端末部分の電界としては、 ℓ の最も大きい場合、すなわち $R/r = 2, 3, 4$ について、それぞれ $\ell/R = 2.5, 2, 1.75$ の場合をとっている。

下する。

- 同軸部分を $R/r = 3$ 、端末を $R/r = 2$ とした場合、最大電界は端末部分で生じ同軸部分の 1.31 倍である。したがって、端末を $R/r = 2$ とし、同軸部分は同じ電界値になるまで中心導体径 r_0 を細くし、材料費、製作の手間を節約することが可能である。すなわち、 $R/r = 2$ 、 $\ell/R = 0.5, 1.5, 2.5$ について図 2.2 のような形状とし、同軸部分の中心導体 r_0 をそれぞれ $R/r_0 = 7, 7, 7.5$ まで細くしえる。ただし、このほかにフラッシュオーバー電圧の面積効果、導体の電流容量などについての考慮が必要であることはもちろんである。
- 端末形状について外側容器（シース）を同心球状（図 2.3）にすることに絶縁のうえからはメリットがないことが明らかである。占有面積を極力減らす目的で図 2.3 の形状も考えられるが、この先端電界を同心球の電界にほぼ等しいとすると、（実際は同軸部分の影響が若干ある）図 2.1 の形状に比べ図 2.11 からわかるように $R/r = 2, 3, 4$ に対して電界はほぼ 1.14, 1.13, 1.13 倍になる。
- 外側容器（シース）を端末においても円筒形状（製作の面から最も望ましい）とすると、端末の電界集中を避けるには、さらに二つの手段が考えられる。
 - (i) R/r を 2 よりもさらに小さくする。
 - (ii) 半球以外の形状にする。

(i)項については $R/r = 1.5 \sim 2$ の間で $R/r = 2$ の場合よりさらに低い値が得られる可能性がないわけではない。しかし R/r をあまり 1 に近づけることは中心導体がシースに近づくため電界の上昇が生ずる。たとえば、 $R/r = 1.5$ のときは同軸形状の電界でも図 2.13 において 1.29 となり、 $R/r = 2$ の半球端末よりも高くなる。したがって、 $R/r = 2$ よりも顕著に電界の下がることは期待できない。

(ii)項については、半球よりもいくらか先端のつぶれた複雑な形状によってさらに電界を弱めることは可能であろう。しかし、側面の円筒部分と端末の平面部分の両者に対してできるかぎり平等電界に近づけるには、やはり半球に近い形状になる。

いずれにしても、端末が半球形状であること、 R/r が Round number であることは製作、設計の便をも考慮して検討したものである。なお、このような端末部分の電界値の検討はガス絶縁変電所の断路器についてもかなり応用がきくことを指摘しておく。

ガス絶縁の断路器には種々の形状があるが、一般に同軸円筒容器中で中心導体（接点）が移動して断路、閉路状態をとる。図 2.4 に示したように接点のほかにシールド電極を有する。

このような断路器は、断路状態で「同軸円筒容器中の棒—棒電極」の形状になるか、または一部の製作例にあるように安全のために接点間に接地板を挿入する方法（図 2.4 参照）がとられれば、「同軸円筒容器中の棒—平板電極」の絶縁形状になる。

2.5 ま と め

本章では、高気圧ガス絶縁方式に伴うタンク内実験、ガス絶縁機器端末の設計の際に問題となる静電界につき、実用性の高い半球棒—平板電極をとり上げて検討した。特に重要な最大電界に注目して行なった計算手法で以下の成果を挙げるとともに、計算結果の検討からタンク内実験および絶縁機器端末の設計に有力な指針を得た。以上の諸点を次に述べる。

○ 計算手法

これまで回転軸対称な電極配置の静電界計算に多く用いられてきた円筒座標系に代って、問題の電極配置に適した双

球面座標を差分法に適用した。その結果次の成果を挙げた。

- ① 直交座標系の一成分 (η 座標) が電極表面に一致し、電極電位を持つ境界格子点を正確にしかも容易に決定できる。
また電極表面の電界ベクトルが直交する他の座標成分 (θ 座標) にほぼ一致するので、精度の高い最大電界値を簡単に導出できる。
- ② 高電界部分 (半球電極部分) で格子点密度を高め全格子数を少なくし、反復計算による収束時間を飛躍的に短縮した。
- 最大電界を基に検討したタンク内実験およびガス絶縁機器端末の設計上の問題点
 - ① タンク内半球棒—平板電極についての計算の結果、 l/r (ギャップ長対半球半径) = 20~5 の範囲では、
 - (i) タンク壁の半径 R が半球半径の 5 倍以内に近づくと半球先端が最大電界でなくなる。
 - (ii) 先端電界が最大電界の範囲で、孤立系の場合よりもタンク壁の存在によって先端電界値が高くなる。計算の結果、この変化の程度が明らかになった。
 - ② 同軸円筒電極配置の実験に用いる電極形状について、特別な場合に製作の容易な形状で代用できることを明らかにした。
 - ③ ガス絶縁機器の絶縁設計への応用として重要な知見を得た。
 - (i) 同軸円筒電極配置では最大電界の生ずる端末の絶縁設計が重要である。
 - (ii) 端末部においては外側導体 (シース) 径と内部導体径との比 $R/r = 2$ のほうが 3 よりも望ましい。
 - (iii) 最適形状の一つとして、端末部の導体径の比 $R/r = 2$ とし同軸部分は表面電界を端末部の値に同じになる迄内部導体径を細くすることができる。この結果、材料費、製作の手間を節約することが可能になる。
 - (iv) 端末形状として外側導体 (シース) を同心球状にすることも考えられるが、内部導体の表面電界が増加するので絶縁の面からはメリットが無い。

注 2.1) 孤立系……ここでは電極間の静電界分布が周囲の近接物体の影響を受けない場合の電極配置を意味する。

注 2.2) エレメント間接続部……ガス絶縁変電所に設置されるガス絶縁開閉装置のエレメント (構成要素) には、
シャ断器、断路器、負荷開閉器、接地装置、投入容量付急速接地装置、母線、ケーブル接続部、ブッシング
接続部、変圧器接続部、PT、PD、CT、LA、検電装置などがある。相分離型の場合、各エレメント間
の接続部は同軸円筒電極配置となる。

参考文献

2. 1 宅間, 渡辺「ガス絶縁方式と大気絶縁方式との比較に関する検討」電学誌 Vol.90, No.12, P2553-2560 (1970)
2. 2 渋谷, 新田「棒ギャップの電界と近接物体の影響」電学論, 91巻, 10号, P1945~1953 (1971)
2. 3 Y. Kawaguchi, K. Sakata, S. Menju "Effect of a Grounded Cylinder Enclosure on the Breakdown Gradient of Rod Gaps in SF₆" IEE TP583-PWR No.70 (1970)
2. 4 H. Steinbigler, "Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktor rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft" Diss. TH München (1969)
2. 5 藤波, 宅間「同軸円筒線路端末部の電界上昇と最適形状」昭和54年電学会全国大会 No.151
2. 6 新田, 渋谷「緩和法による棒ギャップの電界計算」放電専門委員会資料 (1969)

付録2-1 計算プログラム

```

C      CALCULATION OF ELECTRIC FIELD
      DIMENSION TITLE(20),IB1(50),IB2(50),THETA(50),ETA(60),V(60,50)
      1,C(60,50),D(60,50),EEA(60,50),ETH(60,50),APX(60,50),XCD(60,50)
      2,ZCD(60,50),ER(60,50),EZ(60,50),SQRZ(60,50),DVRZ(60,50)

C
      DATA PI/3.14159/

C
      ITER=0
      READ(5,1000) (TITLE(I),I=1,20)
      READ(5,1001) M,N,NIT,MIR
      READ(5,1001) L,NOI,INP,JB
      READ(5,1002) (IB1(I),IB2(I),I=1,NOI)
      READ(5,1003) DT,DE,BND1,BND2,VO,EPS,W,CE
      WRITE(6,2014) (TITLE(I),I=1,20)
      WRITE(6,2015) M,N,NIT,MIR,L,NOI,INP,JB
      WRITE(6,2016) (IB1(I),I=1,NOI)
      WRITE(6,2017) (IB2(I),I=1,NOI)
      WRITE(6,2018) DT,DE,BND1,BND2,VO,EPS,W,CE

C
      DT=DT*PI/180.0
      MM=M-1
      NN=N-1
      THETA(1)=0.0
      ETA(1)=0.0
      DO 100 I=2,N
100  THETA(I)=THETA(1)+FLOAT(I-1)*DT
      DO 101 I=2,M
101  ETA(I)=ETA(1)+FLOAT(I-1)*DE

C
      DO 102 I=1,M
      DO 102 J=1,N
      V(I,J)=VO
      C(I,J)=0.0
      D(I,J)=0.0
      EEA(I,J)=0.0
      ETH(I,J)=0.0
102  APX(I,J)=0.0

C
      SQE=DE*DE
      SQT=DT*DT
      X=4.0*(1.0/SQE+1.0/SQT)
      X1=1.0/(X*DE)
      X2=1.0/(X*DT)

C
      DO 103 I=2,MM
      DO 104 J=2,NN
      X3=COSH(ETA(I))-COS(THETA(J))
      C(I,J)=-X1*SINH(ETA(I))/X3
      IF(J.EQ.N) GO TO 103
104  D(I,J)=+X2*(COSH(ETA(I))*COS(THETA(J))-1.0)/(SIN(THETA(J))*X3)
103  CONTINUE

C
      DO 105 I=1,M
      DO 106 J=1,N
      IF(ETA(I).EQ.0.0) XCD(I,J)=0.0

```

```

      IF(ETA(I).EQ.0.0) ZCD(I,J)=0.0
      IF(ETA(I).EQ.0.0) GO TO 106
      XZ=COSH(ETA(I))-COS(THETA(J))
      XCD(I,J)=CE*SIN(THETA(J))/XZ
      ZCD(I,J)=CE*SINH(ETA(I))/XZ
106  CONTINUE
105  CONTINUE
C
C
      JBO=JB-1
      DO 107 J=JB,N
107  V(I,J)=RND1
      DO 108 J=1,N
108  V(I,J)=RND2
C
      K=0
      DO 109 J=INP,JBO
      K=K+1
      I1=IB1(K)
      I2=IB2(K)
      DO 109 I=I1,I2
109  V(I,J)=RND1
C
      Y=2.0*(SQE+SQT)
      A=SQT/Y
      B=SQE/Y
C
      CALL CLOCK(III1)
115  J1=INP+1
      DO 110 J=J1,N
      K=J-INP+1
      IF(J.LT.JB) I2=IB1(K)-1
      IF(J.GE.JB) I2=MM
      DO 111 I=2,I2
      APX(I,J)=A*(V(I+1,J)+V(I-1,J))+B*(V(I,J+1)+V(I,J-1))+C(I,J)
      1      *(V(I+1,J)-V(I-1,J))+D(I,J)*(V(I,J+1)-V(I,J-1))-V(I,J)
111  V(I,J)=V(I,J)+W*APX(I,J)
110  CONTINUE
C
      DO 112 I=2,MM
      APX(I,N)=A*(V(I+1,N)+V(I-1,N))+2.0*B*V(I,N-1)+C(I,N)*(V(I+1,N)
      1      -V(I-1,N))-V(I,N)
      V(I,N)=V(I,N)+W*APX(I,N)
112  CONTINUE
      AMAX=0.0
      DO 113 I=1,M
      DO 114 J=1,N
      IF(AMAX.GE.ABS(APX(I,J))) GO TO 114
      AMAX=ABS(APX(I,J))
114  CONTINUE
113  CONTINUE
C
      ITER=ITER+1
      IF(AMAX.LE.EPS.OR.ITER.EQ.MIR) CALL CLOCK(III2)
      IF(AMAX.LE.EPS.OR.ITER.EQ.MIR) WRITE(6,2013) III1,III2,ITER
      IF(AMAX.LE.EPS.OR.ITER.EQ.MIR) GO TO 116
      IF(MOD(ITER,NIT).NE.0) GO TO 115

```

```

116 WRITE(6,2014) (TITLE(I),I=1,20)
DO 117 I=1,M
WRITE(6,2000) I
J2=L

```

```

118 J1=J2+1
J2=J1+9
IF(J2.GT.N) J2=N
WRITE(6,2001) (J,J=J1,J2)
WRITE(6,2002) (XCD(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2003) (ZCD(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2004) (V(I,J),J=J1,J2)
IF(J2.LT.N) GO TO 118
117 CONTINUE

```

C

```

DO 119 I=2,MM
DO 120 J=2,NN
CF=(COSH(ETA(I))-COS(THETA(J)))/(2.0*CE)
EEA(I,J)=-CF*(V(I+1,J)-V(I-1,J))/DE
120 ETH(I,J)=-CF*(V(I,J+1)-V(I,J-1))/DT
CF=(COSH(ETA(I))-COS(THETA(N)))/(2.0*CE)
EEA(I,N)=-CF*(V(I+1,N)-V(I-1,N))/DE
119 ETH(I,N)=0.0

```

C

```

DO 121 J=1,N
DO 121 I=1,MM
IF(COSH(ETA(I))-COS(THETA(J)).NE.0.0) GO TO 130
ER(I,J)=0.0
EZ(I,J)=0.0
SQRZ(I,J)=0.0
DVRZ(I,J)=0.0
GO TO 121
130 CF=1.0/(COSH(ETA(I))-COS(THETA(J)))
SSH=SIN(THETA(J))*SINH(ETA(I))
CCH=COS(THETA(J))*COSH(ETA(I))
ER(I,J)=-CF*(SSH*EEA(I,J)+(1.0-CCH)*ETH(I,J))
EZ(I,J)=-CF*((CCH-1.0)*EEA(I,J)+SSH*ETH(I,J))
SQRZ(I,J)=SQRT(ER(I,J)*ER(I,J)+EZ(I,J)*EZ(I,J))
IF(EZ(I,J).EQ.0.0) DVRZ(I,J)=0.0
IF(EZ(I,J).EQ.0.0) GO TO 121
DVRZ(I,J)=ER(I,J)/EZ(I,J)
121 CONTINUE
SX=CE*(1.0/SINH(2.933802)-1.0/SINH(2.88727))
DO 125 J=1,NN
IF(EEA(MM,J).EQ.0.0) GO TO 125
IF(ABS(ETH(MM,J)/EEA(MM,J)).LE.0.1) GO TO 126
125 CONTINUE
126 JJ=J
DO 127 J=JJ,NN
127 EFA(M,J)=(1.0+SX/0.5)*EEA(MM,J)

```

C

```

DO 123 I=1,MM
WRITE(6,2000) I
J2=L
124 J1=J2+1
J2=J1+9
IF(J2.GT.NN) J2=NN
WRITE(6,2001) (J,J=J1,J2)
WRITE(6,2005) (EFA(I,J),J=J1,J2)

```



```

WRITE(6,2006) (ETH(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2007)
WRITE(6,2008) (ER(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2009) (EZ(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2007)
WRITE(6,2010) (SQRZ(I,J),J=J1,J2)
WRITE(6,2011) (DVRZ(I,J),J=J1,J2)
IF(J2.LT.NN) GO TO 124
123 CONTINUE
J2=JJ-1
128 J1=J2+1
J2=J1+9
IF(J2.GT.NN) J2=NN
WRITE(6,2001) (J,J=J1,J2)
WRITE(6,2005) (EEA(M,J),J=J1,J2)
IF(J2.LT.NN) GO TO 128
1000 FORMAT(20A4)
1001 FORMAT(4I5)
1002 FORMAT(16I5)
1003 FORMAT(8F10.5)
2000 FORMAT( //,1X,'I=',I3,/)
2001 FORMAT(2X,'J---',8X,I2,10X,8(I2,10X),I2)
2002 FORMAT(2X,'X---',6X,10E12.4)
2003 FORMAT(2X,'Z---',6X,10E12.4)
2004 FORMAT(2X,'V---',6X,10E12.4)
2005 FORMAT(2X,'E-ETA ',2X,10E12.4)
2006 FORMAT(2X,'E-THETA',2X,10E12.4)
2007 FORMAT(//)
2008 FORMAT(2X,'F-R ',2X,10E12.4)
2009 FORMAT(2X,'E-Z ',2X,10E12.4)
2010 FORMAT(2X,'SQRTR-Z',2X,10E12.4)
2011 FORMAT(2X,'E-R/E-Z',2X,10E12.4)
2012 FORMAT(2X,'E-TOP',5X,E12.4)
2013 FORMAT(5X,'START TIME=',I10,3X,'END TIME=',I10,3X,'ITERATION
NO',I4) 14)
2014 FORMAT(1H1,/,15X,2CA4)
2015 FORMAT(/,3X,'M=',I3,2X,'N=',I3,2X,'NIT=',I3,2X,'MIR=',I3,2X,'L=',
1I3,2X,'NOI=',I3,2X,'INP=',I3,2X,'JB=',I3)
2016 FORMAT(/,2X,'IB1',30I3)
2017 FORMAT(/,2X,'IB2',30I3)
2018 FORMAT(/,3X,'DT=',F10.8,2X,'DE=',F10.8,2X,'BND1=',F4.1,2X,'BND2=',
F4.1,2X,1F4.1,2X,'VO=',F4.1,2X,'EPS=',F9.6,2X,'CMEGA=',F5.2,2X,'C='
F5.2)
RETURN
END

```

付録2-2 計算条件

(a) 孤立系及び円筒金属中の半球棒—平板電極の場合

分類	加速係数	反復回数 i	ϵ	$\max \epsilon^{i+1} $	格子数	C	η_0	$\Delta\eta$	$\Delta\theta$
A 1	1.7	451	10^{-6}	0.8941×10^{-6}	1709	2.1	3.7380	0.089	$4^{\circ*}$
2	"	424	"	0.9537 "	1685	"	"	"	" *
3	"	369	"	"	1495	"	"	"	"
4	"	526	"	"	1051	"	"	"	"
B 1	"	406	"	"	1631	10.93	3.0880	0.0772	"
2	"	399	"	0.8941 "	1612	"	"	"	"
3	"	389	"	0.9537 "	1583	"	"	"	" *
4	"	381	"	"	1407	"	"	"	" *
5	"	201	"	"	1110	"	"	"	"
6	"	99	"	0.8941 "	865	"	"	"	"
D 1	"	369	"	"	1613	5.9165	2.4779	0.06195	" *
2	"	364	"	0.9537 "	1586	"	"	"	" *
3	"	344	"	0.8941 "	1505	"	"	"	" *
4	"	263	"	0.9537 "	1289	"	"	"	"
5	"	147	"	"	938	"	"	"	"
6	"	247	"	"	1828	"	"	0.030975	2°

(b) ガス絶縁機器の端末部分の場合

分類	加速係数	反復回数 i	ϵ	$\max \epsilon^{i+1} $	格子数	C	η_0	$\Delta\eta$	$\Delta\theta$
E	"	500	10^{-6}	0.1609×10^{-5}	1970	1.7320	1.3170	0.02195	4°
F 1	"	500	"	0.1073 "	1982	2.82847	1.7628	0.02938	"
F 2	1.8	491	"	0.9537×10^{-6}	2100	"	"	"	"
G	1.75	242	"	"	1372	3.87302	2.0634	0.03439	"
H 1	1.8	307	"	0.8941 "	1897	4.89901	2.2925	0.03275	"
H 2	"	422	"	0.9537 "	2179	"	"	"	"
I	"	574	"	"	2694	5.91607	2.4778	0.017699	"
J 1	"	301	"	"	1905	6.92812	2.60107	0.032025	"
J 2	"	452	"	"	2250	"	"	"	"

分類記号は表2-1と同じ。加速係数の決定は計算機を使用し経験的に求めた。格子数は境界条件を与える格子点を除いている。 η_0 の決定は(2-8)式から、Cの決定は(2-9)式から求めた。

E, E1の場合、 $\epsilon > \max|\epsilon^{i+1}|$ を満たしていないが、計算結果の誤差の範囲内に十分入るので、計算機使用上の理由から反復回数500で止めた。

$\Delta\theta$ の欄で*印の付いたのは θ の格子間隔が部分的に一樣でない場合を表わす。

付録 2-3 先端電界・最大電界の導出と計算誤差

双球面座標（但し、この場合は φ に無関係）により表わされた電界ベクトルは (η, θ) の関数である。

しかし、計算結果から明らかに半球電極面近傍の軸上及びその付近では $E_\theta = 0$ である。

従って、電界ベクトルは、 E_η そのものになり、 η のみに依存する。これにより軸上における半球電極面近傍では電極面から x だけ離れた点の電界 $E_\eta(x)$ と電極表面上の先端電界(E_{top})とは

$$E_\eta(x) = \frac{E_{top}}{1 + \frac{x}{r}} \quad \dots\dots\dots (i)$$

の関係式が成立する。

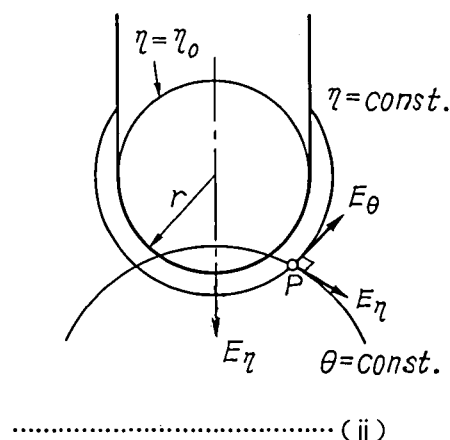
最大電界の導出は先端電界の導出に比べれば厳密さを欠く。

導出方法は先端電界の場合と同様である。

$$x = C (\operatorname{cosech}(\eta_0 - \Delta\eta) - \operatorname{cosech} \eta_0)$$

$$E_\eta(x) = \frac{E_{top}}{1 + \frac{x}{r}}$$

$$= \frac{E_{top}}{1 + \frac{C}{r} (\operatorname{cosech}(\eta_0 - \Delta\eta) - \operatorname{cosech} \eta_0)}$$



(ii)に基づいて計算する根拠は、計算機結果から最大電界を与える付近では E_θ/E_η の値が誤差の範囲内に入るとみなし得る点である。最大電界が先端電界以外の場合の計算結果を表に示す。

誤 差

計算機による数値計算で問題となるのは誤差である。

検討すべき計算誤差の問題点は次の諸点である。

① 双球面座標による逐次加速緩和法を用いた事による誤差。

② プログラミングの際に境界条件が及ぼす誤差。

(i) 「孤立系及び円筒金属中の半球棒—平板電極の場合」

(ii) 「 R/r が小さい(ガス絶縁機器の端末部分に相当)場合」

についてそれぞれ検討を行なう。

①について

解析解の明らかな問題について、○双球面座標による逐次加速緩和法を用いた計算結果、○解析解による数値計算、を比較検討する事により評価出来る。

ここでは孤立球—平板電極を選んだ。球直径1単位長、ギャップ長0.2単位長、電位は球電位が0である(計算条件は次表の通り)。この場合の解析解は次式で与えられる(詳しくは後に述べる)。

付表 2.3.1

分 類	E_η	E_θ
B 6	1.297	0.008816
D 5	1.329	0.01278
D 6	4.170	0.01944
G	1.691	0.01562
H 1	1.287	0.006389
I	1.719	0.004950
J 1	1.280	0.004486

付表 2.3.2.

加速係数	反復回数 i	ϵ	$\max \epsilon^{i+1} $	格子数	C	η_0	Δ_η	$\Delta\theta$
1.7	315	10^{-6}	0.9537×10^{-6}	1755	6634	0.6223	0.01556	4°

$$V(\eta, \theta) = \sqrt{\cosh \eta - \cos \theta} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{2} V_0}{e^{(2n+1)\eta_0 - 1}} \right) \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta \right] \times P_n(\cos \theta) \quad \cdots \cdots (iii)$$

$$V_0 : 1 \quad \eta_0 : 0.6223 \quad \theta : 2^\circ \sim 178^\circ$$

$$n : 8$$

計算結果から電極間の適当な位置 (式(3)の値が精度良く計算出来る範囲 (球の中心を結ぶ線上に近い付近) を意味する) の電位を選んで比較した結果が付表 2-3-3 である。表から球電極先端付近では 0.3 % 程度の誤差が予想される。

「級数展開式による球-平板電極間の電位の近似式」

孤立した大きさの等しい球-球ギャップの電位がそれぞれ、
 $+V_0$ 、 $-V_0$ の場合、球外の電位は次式で与えられる。

$$V = \sqrt{\cosh \eta - \cos \theta} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta \right] P_n(\cos \theta) \quad \cdots \cdots (iv)$$

境界条件

$$V = \pm V_0, \quad \eta = \pm \eta_0$$

を代入すると、

$$\frac{V_0}{\sqrt{\cosh \eta_0 - \cos \theta}} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_0 \right] P_n(\cos \theta) \quad \cdots \cdots (v)$$

を得る。

$\mu = \cos \theta$ とおき、両辺に $P_n(\mu)$ をかけて、 -1 と $+1$ の間で積分し、

$$\left. \begin{aligned} \int_{-1}^{+1} P_n(\mu) P_n(\mu) d\mu &= 0 & n \neq m \\ &= \frac{2}{2n+1} & n = m \end{aligned} \right\}$$

に注意すれば、

$$A_n = \frac{V_0}{\sinh \left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_0} \cdot \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{P_n(\mu) d\mu}{\sqrt{\cosh \eta_0 - \mu}} \quad \cdots \cdots (vi)$$

を得る。

ここで、

$$\begin{aligned} \int_{-1}^{+1} \frac{P_n(\mu) d\mu}{\sqrt{\cosh \eta_0 - \mu}} &= \frac{2\sqrt{2}}{2n+1} (\cosh \eta_0 - \sqrt{\cosh^2 \eta_0 - 1})^{n+\frac{1}{2}} \\ &= \frac{2\sqrt{2}}{2n+1} (\cosh \eta_0 - \sinh \eta_0)^{n+\frac{1}{2}} \\ &= \frac{2\sqrt{2}}{2n+1} e^{-(n+\frac{1}{2})\eta_0} \end{aligned}$$

の関係式を利用し、 $A_n (n=0, 1, 2, \cdots)$ の各項の積分を行なう。

その結果、各項は次式で表わされる。

$$A_n = \frac{2\sqrt{2} V_0}{e^{(2n+1)\eta_0} - 1} \quad (n=0, 1, \dots) \quad \dots\dots\dots (vii)$$

従って、(ii)式は次式に変形される。

$$V(\eta, \theta) = \sqrt{\cosh \eta - \cos \theta} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{2} V_0}{e^{(2n+1)\eta_0} - 1} \right) \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta \right] P_n(\cos \theta) \quad \dots\dots\dots (viii)$$

本論文では、 $n=8$ まで選び近似計算を行なった結果を示した。

②について

- 前述の(i), (ii)に共通して問題となるのは、双球面座標を用いることにより生ずる、境界条件の計算結果への影響である。図2-6に示す通り、(a)半球電極近傍の空間は細かい格子で区切られる反面、電極から離れるに従い粗い格子になる。(b)境界条件となる半球棒電極の棒の部分の電位、円筒金属容器壁の電位は空間格子点の一番近い個所で代表される結果、本来の空間の位置と異なる位置で境界条件を表わすことになる。これら2つの要因が先端電界値、最大電界値へ与える影響を考えると、以下の通りである。

(a)項による影響：半球電極近傍の空間が細かく区切られ、差分式で計算される結果、粗い格子間隔（格子点の数が少ない）の領域の計算の影響が先端電界値、最大電界値に余り効かない。

(b)項による影響：今回の計算例（表2-1参照）の様な不平等性の高い静電界の計算では、半球電極のごく近傍でのみ電位・電界の変化が著しく、遠ざかるに従い急激にその変化は鈍くなる。

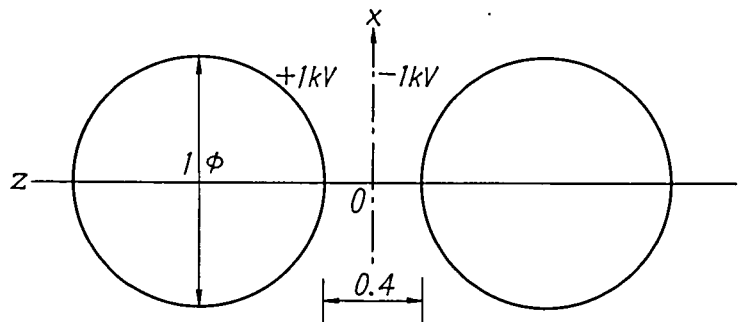
以上の理由によりこれらの影響は少ないと言える。

- (ii)の末端部分の実際の形状は同軸円筒部分が十分長いので、表2-1 (b)に示した計算例E~J 2の場合、 $H/R=10 \sim 15$ の選択が十分長い同軸円筒部分を表わすのに適切かどうかを検討する必要がある。

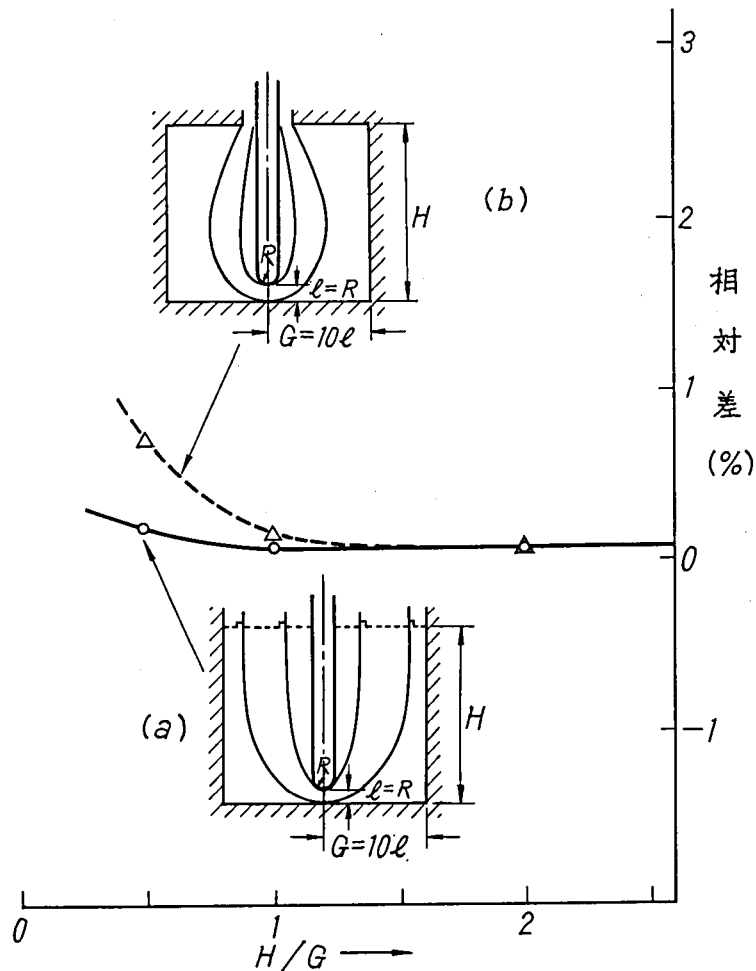
既に、新田・渋谷氏は $l/r=1$ の場合に $R/r=10$ の時「Hの変化が半球電極の先端電界値にどの様に影響するか」について、(a)Hの高さの所で電位分布が径方向のみ、(b)Hの高さの所で電位0を与える、の2通りの計算を行

付表2-3-3 孤立球-球ギャップ間の電位の計算による誤差の検討

位 置 (x, y)	V (逐次加速緩和法)	V (級数展開法)	誤 差 (%)
1.058, 19.54	0.9734	0.9760	0.27
1.072, 18.11	0.8943	0.8960	0.19
1.076, 17.64	0.8681	0.8697	0.18
1.089, 16.19	0.7904	0.7914	0.12
1.097, 15.21	0.7390	0.7398	0.11
1.105, 14.23	0.6881	0.6886	0.079
1.112, 13.24	0.6374	0.6379	0.077
1.119, 12.25	0.5872	0.5875	0.051
1.113, 11.25	0.5372	0.5374	0.042
1.131, 10.24	0.4875	0.4877	0.032
1.136, 9.23	0.4380	0.4382	0.037
1.140, 8.22	0.3888	0.3889	0.019
1.145, 7.20	0.3397	0.3398	0.033
1.148, 6.18	0.29090	0.29093	0.010
1.151, 5.15	0.24220	0.24221	0.0030
1.155, 3.61	0.16930	0.16931	0.0030
1.157, 2.06	0.09668	0.09670	0.020
1.158, 1.55	0.07250	0.07252	0.020



図中 $z=0$ の平面が仮想平板電極 ($V=0$) に相当する。電極間の空間の位置は表中の位置 (x, z) で表わされる。位置の選定は級数展開法による電位の値が精度の良い範囲から行なった（即ち $x=0$ の軸上に近い位置）。



付図 2-3-1 境界条件の与え方による先端電界の変化 (H の影響)
(新田・渋谷「緩和法による棒ギャップの電界計算」より)^(2,6)

ない、先端電界値を比較し相対差を求め、 $H/R > 2$ であれば0.1%以内である点を明らかにしている(図4-9)。

今回行った計算例を l を基準にして表わしてみると、E~J 2は付表2-3-4の通りになる。

表よりE~J 2の全ての場合について $R/l \leq 10$, $H/R \geq 2$ が成立する。この結果、図4-9の時よりも H の高さにある電位0の境界条件が先端電界に及ぼす影響が小さいと言える。従って、今回の $H/R = 10, 15, 20$ として行った計算結果は同軸円筒部分が十分長い場合のものとして扱い得る。

付表 2-3-4 l を基準にした表3-1(b)の計算例

分 類	R/l	H/R
E	1	10
F 1	3/2	10
F 2	2	10
G	2/3	20
H 1	3/4	10
H 2	1	10
I	2/5	15
J 1	1/2	10
J 2	2/3	10

この表より、E~J 2の全ての場合について $R/l \leq 10$, $H/R \geq 2$ が成立する。
この結果、付図2-3-1の時よりも H の高さにある電位0の境界条件が先端電界に及ぼす影響は少ない。

第3章 平等電界における高気圧混合ガスの直流フラッシュオーバー特性に関する実験的研究

3.1 ま え が き

平等電界に近い電極配置の場合、電気的負性ガスを含む高気圧混合ガスに特有なフラッシュオーバー電圧特性は、図3-1に示すように、フラッシュオーバー電圧の変化量が成分ガスの混合比（分圧比あるいは容積比（注3-1））に比例せず混合比で決まるフラッシュオーバー電圧よりも高くなることにある。（3・1）～（3・14）この特性をガス絶縁に利用すれば次のメリットが生まれる。

- SF_6 ガスのような高価なガスと安価なガス、たとえば窒素ガスを混合することによって使用ガス価格が低廉化される。
- 負性ガスに窒素ガスなどを混合して前者の分圧を下げることによって使用ガス体の液化温度が下げられる。
- SF_6 ガスが封入されたガス絶縁機器のガス回収・封入時に、混入する空気がフラッシュオーバー電圧を下げる可能性がある。混合ガスに特有なフラッシュオーバー特性を用いれば混入することがある空気などの管理限界を定めるのに役立つ。

上述のようなメリットを持つ高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧に関する特性式が、近年宅間氏（1970年（3・15））、A. Wieland氏（1973年（3・7））によって提案されている。（概要は付録3・1

参照），しかしこの特性式の適用限界については未だ明確にされていない。図3.1 負性ガスを含む混合ガスのフラッシュオーバー電圧特性
その主な理由は高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧が、○ 混合比 ○ 残留負性ガス ○ 電極効果やガス中不純物 などの影響を受けてフラッシュオーバー電圧値が変動するためである。本章では、高気圧混合ガスとして $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスについての直流フラッシュオーバー特性を次の2点に注目して検討した。

- ① 高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧に関する特性式の適用限界
- ② フラッシュオーバー電圧がこの特性式の値から低下する原因

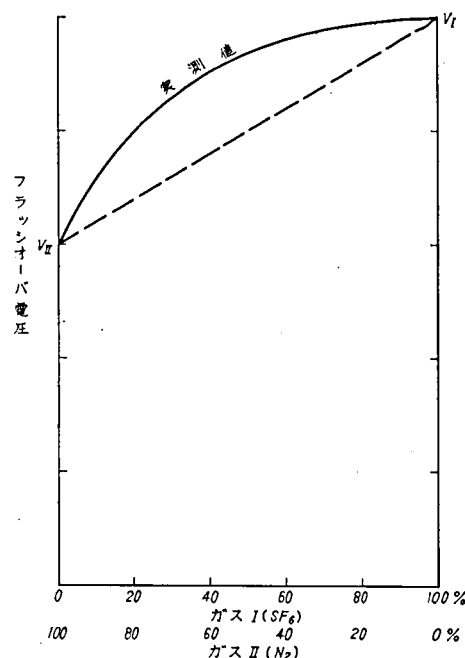


図3.1 負性ガスを含む混合ガスのフラッシュオーバー電圧特性

3.2 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスの直流フラッシュオーバー電圧と暗電流

3.2.1 実験の目的と方法

前節の最後に述べた2つの課題について、 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスの平等電界を与える平行平板電極における直流フラッシュオーバー電圧と暗電流とを測定した。印加電圧に直流を選んだのは、○ フラッシュオーバー電圧のばらつきが電極効果の影響で最も大きい。○ 暗電流測定が比較的容易である。等の理由による。なお、実験に当っては混合比、ガス圧を主なパラメータとした。

〔1. 実験電極〕 平行平板電極は平板部分が $21\text{cm}\phi$ のステンレススチール製（SUS18-8）である。ギャップ長

5 mmを一定に保つために、図3-2に示すように、平板電極を4本のテフロン製支柱で支持し、ブッシング先端と上部電極とはフレキシブル導線で結んでいる。電極表面の電界強度を平均電界（印加電圧÷ギャップ長）を基準にして図3-3に示した。この電界計算の結果によれば平板端部で1.5%程電界が上昇している。平板電極表面は施盤加工後エメリー紙800番（注3-2）によって、JIS規格表示 1.6-S（注3-3）に研磨した。実験タンク内には設置する場合にはアセトン液を含むガーゼで電極表面を清浄にしている。電圧印加後、放電損傷により生じた電極表面の凹凸形状を倒立型光学顕微鏡オリンパス光学製PMF 万能金属顕微鏡で観察した。この凹凸形状をもとに、フラッシュオーバー電圧が特性式の値に比べて低下する原因を検討した。

〔2. 混合ガス〕 実験タンクは内径50 cm、高さ160 cmの円筒型で内容積は約0.3 m³である。フラッシュオーバー電圧の測定は、N₂ ガス→N₂-SF₆ 混合ガス→SF₆ ガスの順に行った。SF₆ ガスの混合比は次の7種類である。3, 10, 15, 20, 30, 50, 75%。フラ

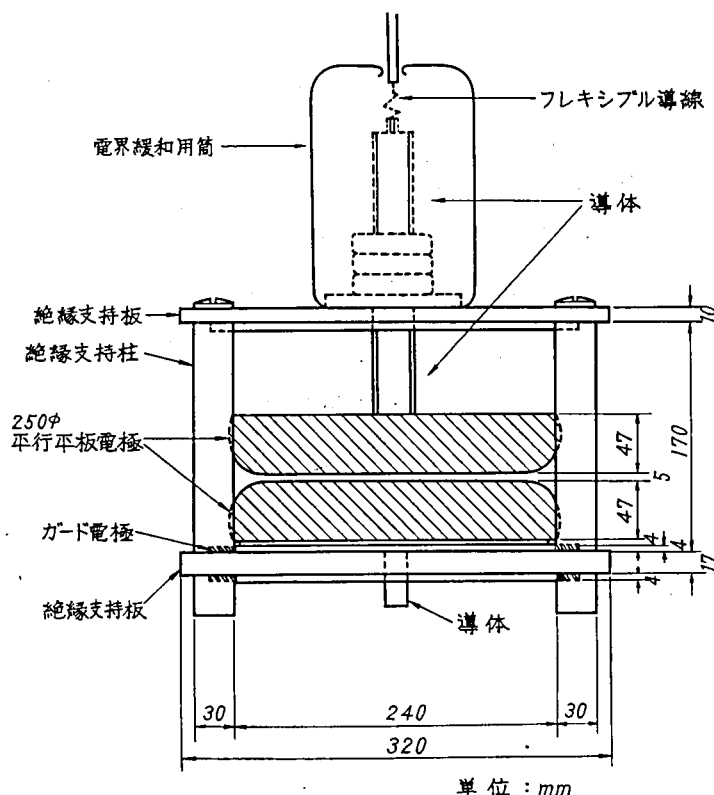
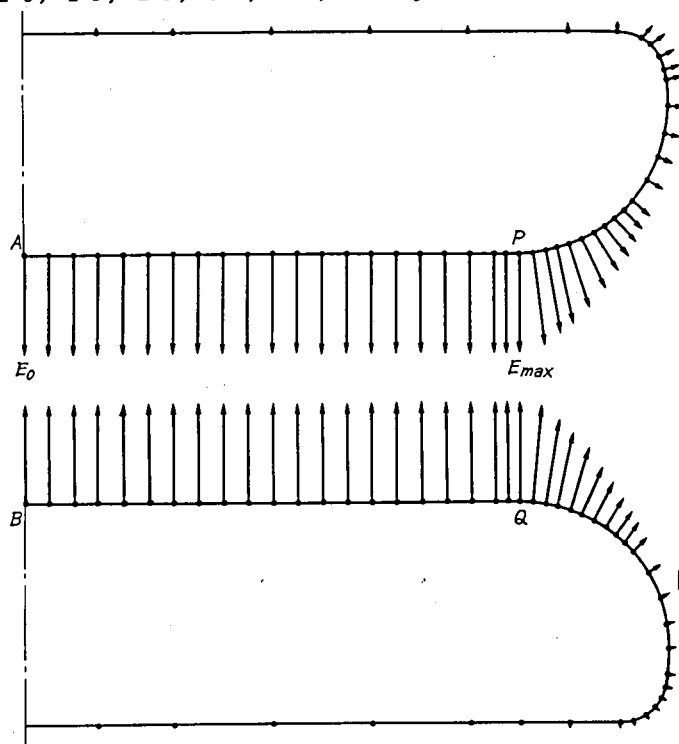


図 3.2 電極配置



矢印の長さは電界を表わす

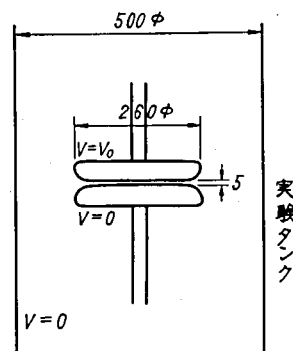


図 3.3 500 φ 実験タンク内の平行平板電極表面の電界

電極表面上の位置	A	B	P	Q
電 界 $E/E_0\%$	100	100	101.5	101.5

E_0 ; 平等電界 E ; 電極表面上各点における電界

ッショバ電圧値の測定は、 SF_6 ガスの混合比が10, 30, 50%については再度新しく混合ガスを作り、再現性を検討した。実験タンクにガスを封入する場合は、予めタンク内を窒素ガスの流し引きを行い真空度を約 $3 \times 10^{-2} \text{Torr}$ にした。この真空度は残留ガスの影響を考えると問題にならない。というのは残留ガスの容積比は、5気圧の混合ガスを作ると、 $0.8 \times 10^{-3}\%$ に過ぎない。しかも残留ガスのほとんどは流し引きによって窒素ガスで置換されている。残留ガスが SF_6 ガスの場合でも混合比には影響しない。なぜなら、 $\text{N}_2 - 3\% \text{SF}_6$ 混合ガスにおいて残留の SF_6 ガスが加わることによる混合比は $3 + 0.8 \times 10^{-3}\%$ である。真空引きの後混合ガスを作るには、まず窒素ガスを混合比で決まる5気圧の分圧まで封入し、続いて SF_6 ガスを添加した。混合比は精密圧力計（長野計器製、0.5級）を用い分圧比で決めた。ガスの封入後、風量 $1 \text{ m}^3/\text{分}$ の送風機によって強制循環を約10分間実施し拡散混合を早めた後に電圧を印加した。実験タンク内の電極および送風器による強制循環装置、観測窓の配置を図3-4に示す。窒素ガスは純度99.99%のものを使用した。

〔3. 電圧の印加と測定回路〕 実験回路を図3-5に示す。印加する直流電圧のリップル率は、印加導線の表面からのコロナ放電電流分を含めて、1%程度である。電圧上昇速度は、フラッシュオーバー電圧値を測定する場合には50KV/分である。暗電流測定の際はフラッシュオーバー電圧値の約60%付近から破壊に到る迄3分間一定電圧を印加した後10~20KV間隔で上昇させた。電極間でフラッシュオーバーが生じた場合の電源からの続流電流の遮断は、下部電極に接続の抵抗400Ωの両端に生ずる電圧でサイラトロン（東芝製2D21）を駆動し、マグネットリレーで変圧器一次側を遮断して行なった。実測によればサイラトロンリッドに約10Vの電圧が発生すると10msecの後に変圧器一次側が遮断された。

3.2.2 フラッシュオーバー電圧

。 ガス圧に対するフラッシュオーバー電圧の変化

窒素ガス、 SF_6 ガス、 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスについてフラッシュオーバー電圧の測定値を表3-1にまとめた。測定個数は各ガス圧についてほとんどが10個であり、表には算術平均値、最大および最小フラッシュオーバー電圧値の他に分散、標準偏差の大きさも記入してある。この表をもとに各混合ガスについてガス圧をパラメータとしてフラッシュオーバー電圧 $V_{F.O.}$ をプロットしたのを図3-6に示す。 SF_6 ガスの混合比に応じて(a)窒素ガスおよび混合比が10%以下の混合ガスの $V_{F.O.}$ 、(b)混合比が15~30%の場合(c) SF_6 ガスおよび混合比が50%以上の混合ガスの場合に分類して示している。これらの図から指摘できるフラッシュオーバー電圧の特徴は次の通りである。

① 高気圧の領域ではガス圧に比例した $V_{F.O.}$

の増加がみられず飽和傾向を示す。 SF_6 ガスの

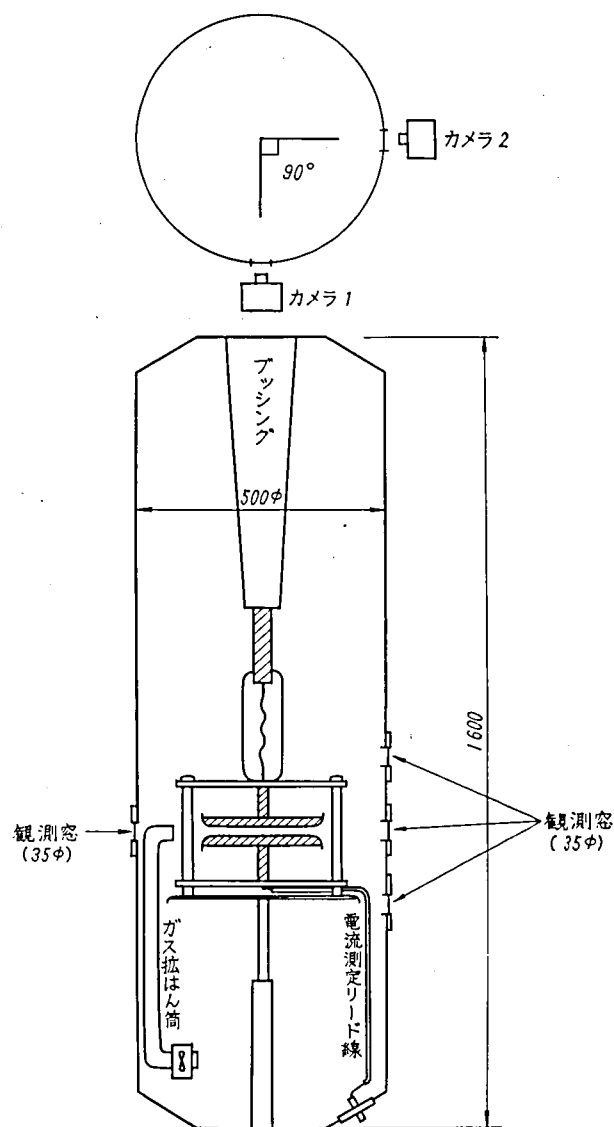


図3.4 実験タンク内電極配置とカメラの位置

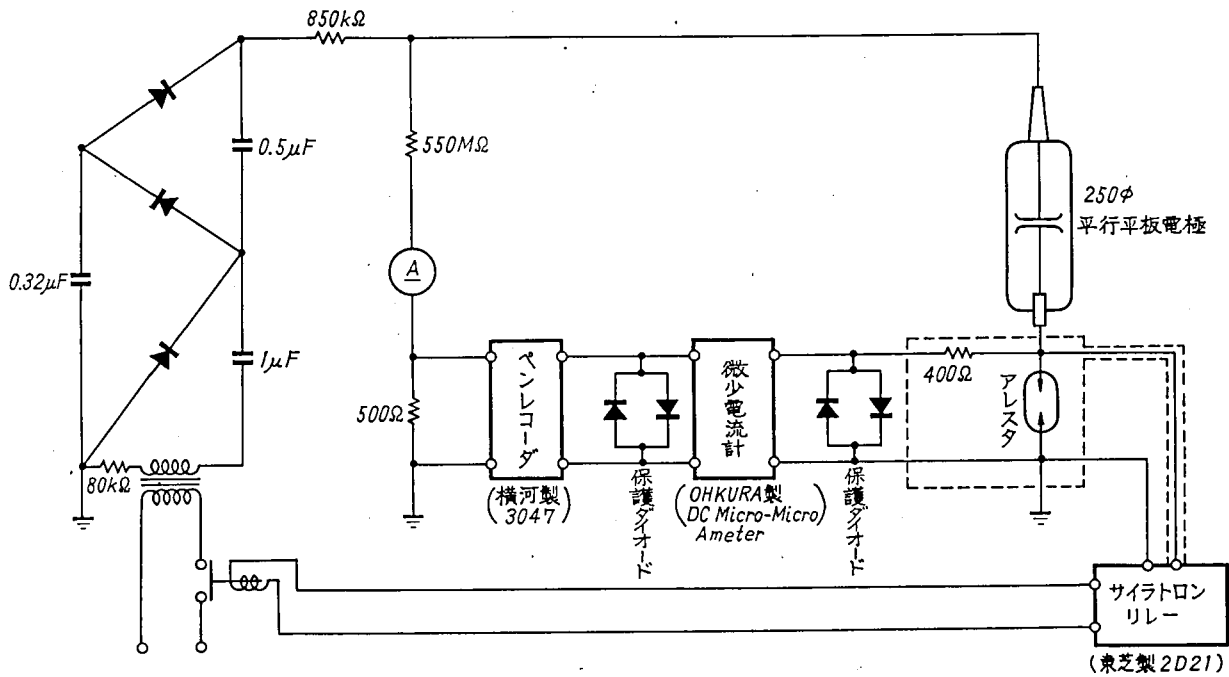


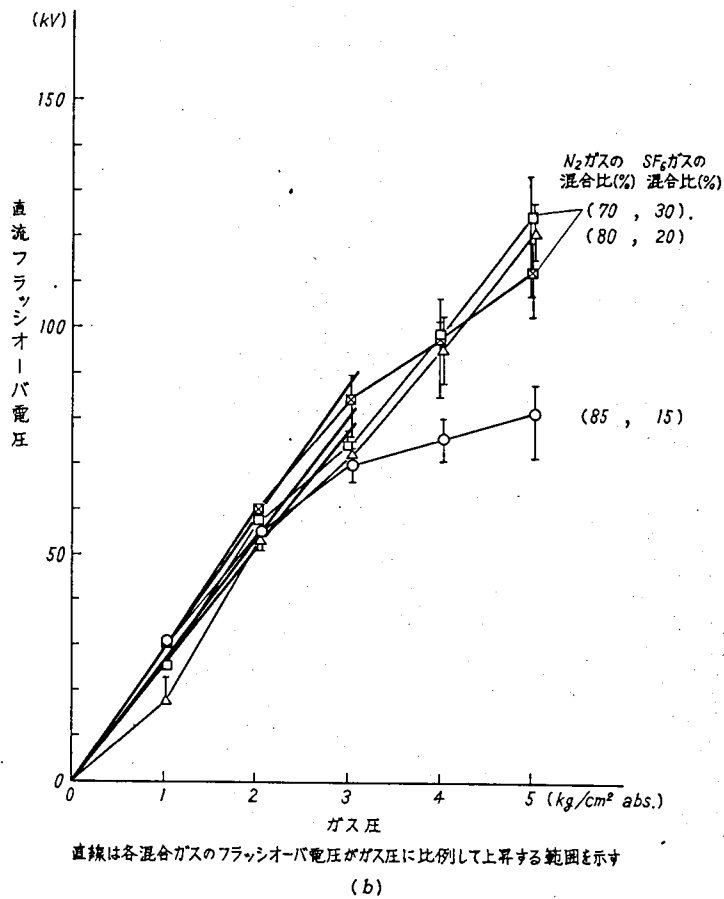
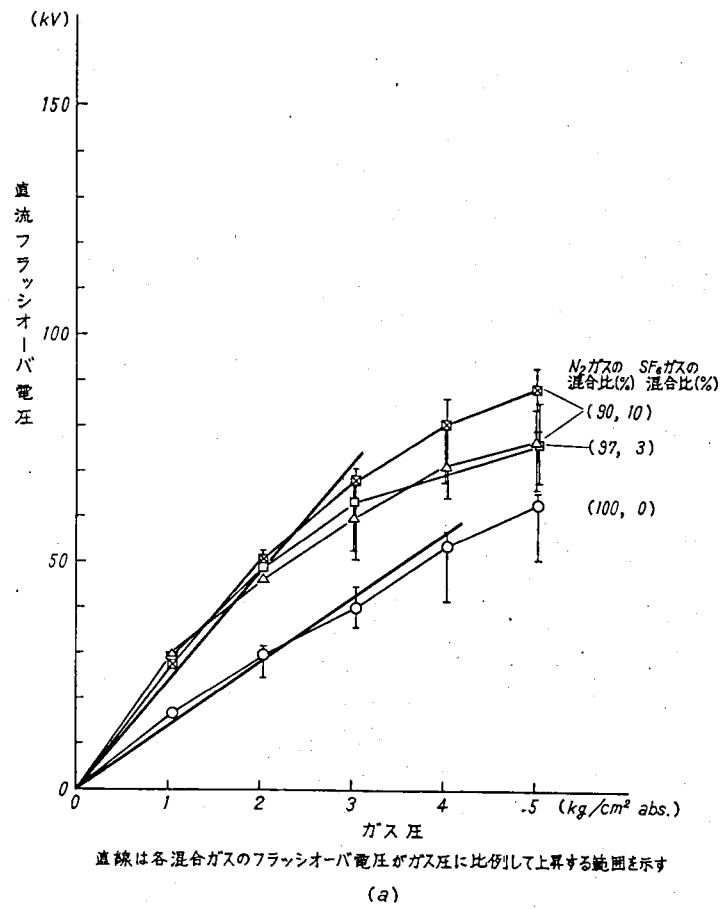
図3.5 実験回路

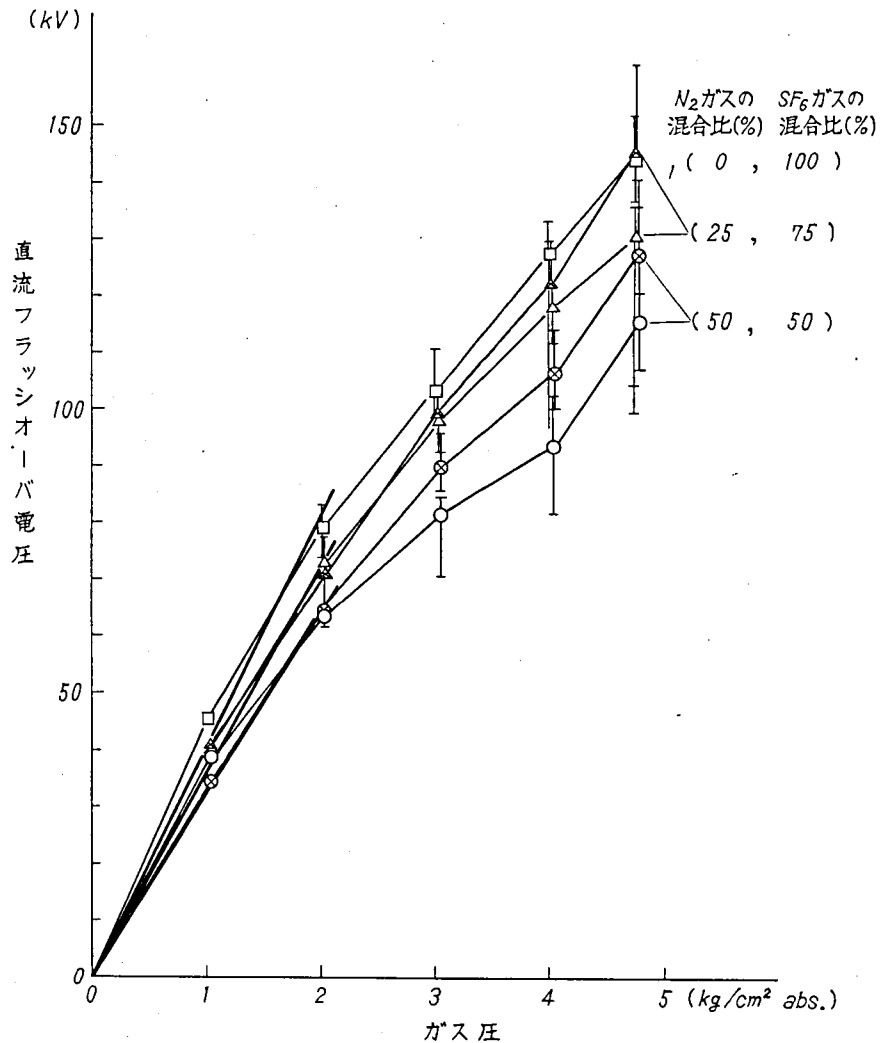
表3-1 窒素ガス, SF₆ ガス, N₂ - SF₆ 混合ガスの直流フラッシュオーバー電圧-1.03および2.03 kg/cm²

混合比%		1.03 kg/cm ²					2.03 kg/cm ²				
N ₂	SF ₆	最大値	最小値	平均値	分散	標準偏差	最大値	最小値	平均値	分散	標準偏差
100	0	17.4 ^{KV}	15.8 ^{KV}	17.0 ^{KV}	.2 ^{KV²}	.5 ^{KV}	31.3 ^{KV}	24.8 ^{KV}	29.8 ^{KV}	.8 ^{KV²}	.9 ^{KV}
97	3	25.2	24.8	25.1	.02	.1	46.6	45.2	46.4	.2	.5
90	10	29.9	28.0	29.3	.4	.6	52.8	46.9	48.5	4.9	2.2
90	10	28.0	27.3	27.5	.05	.2	52.5	49.7	50.9	.8	.9
85	15	31.5	29.2	30.6	.4	.7	59.3	50.7	55.0	7.9	2.8
80	20	33.0	27.4	27.8	.07	.3	55.5	50.7	53.5	4.3	2.1
70	30	26.0	24.9	25.3	.1	.4	58.7	55.5	57.7	1.6	1.3
70	30	31.5	30.2	30.6	.2	.4	64.7	56.6	59.9	8.5	2.9
50	50	40.0	35.7	38.9	1.7	1.3	64.7	61.4	63.9	1.7	1.3
50	50	34.8	34.4	34.6	.04	.2	66.3	62.0	64.1	2.9	1.7
25	75	40.1	36.7	39.1	1.2	1.1	77.0	70.6	73.2	6.1	2.5
25	75	41.7	40.4	41.0	.2	.5	73.8	66.3	71.1	9.3	3.1
0	100	45.5	45.1	45.3	.02	.1	82.9	73.8	79.2	8.7	3.0

表3-1 窒素ガス, SF₆ ガス, N₂ - SF₆ 混合ガスの直流, フラッシュオーバー電圧-3.03, 4.03および5.03 kg/cm²

混合比 %		3.03 kg/cm ²					4.03 kg/cm ²					5.03 kg/cm ²				
N ₂	SF ₆	最大値	最小値	平均値	分散	標準偏差	最大値	最小値	平均値	分散	標準偏差	最大値	最小値	平均値	分散	標準偏差
		KV	KV	KV	KV ²	KV	KV	KV	KV	KV ²	KV	KV	KV	KV	KV ²	KV
100	0	44.4	35.3	39.9	5.0	2.2	57.1	41.6	53.4	32.8	5.7	65.7	50.7	63.0	32.8	5.7
97	3	66.8	52.3	59.8	32.8	5.7	79.7	67.9	71.6	12.7	3.6	84.0	66.3	77.0	32.8	5.7
90	10	68.4	50.2	63.0	32.8	5.7						85.1	67.9	76.5	32.8	5.7
90	10	70.6	62.5	67.9	10.5	3.2	86.1	64.7	80.8	28.8	5.4	99.6	68.4	89.6	164.2	12.8
85	15	73.2	65.7	69.5	4.3	2.1	80.2	70.6	75.5	13.9	3.7	87.7	71.1	81.3	32.8	5.7
80	20	74.9	70.6	72.7	1.8	1.3	102.8	87.7	95.8	32.8	5.7	144.7	115.1	121.6	32.8	5.7
70	30	77.0	68.9	73.8	7.8	2.8	106.5	84.5	98.5	32.8	5.7	133.9	107.1	124.8	82.1	9.1
70	30	89.4	75.4	84.0	32.8	5.7	106	97.9	101.2	6.8	2.6	118.9	102.2	112.4	32.8	5.7
50	50	85.6	70.6	81.3	32.8	5.7	102.8	81.8	93.7	32.8	5.7	120.5	107.6	115.7	32.8	5.7
50	50	95.8	84.5	89.9	16.1	4.0	114.1	100.6	106.5	32.8	5.7	140.9	115.7	127.8	54.7	7.4
25	75	104.9	92.6	98.5	15.2	3.9	129.1	111.9	118.4	65.7	8.1	137.1	104.4	130.7	131.3	11.5
25	75	103.9	95.8	99.6	5.2	2.3	130.2	96.9	122.6	51.3	7.2	161.3	120.0	145.9	32.8	5.7
0	100	110.8	96.9	103.3	13.9	3.7	133.4	117.3	127.7	21.8	4.7	152.2	99.6	143.6	32.8	5.7





直線は各混合ガスのフラッシュオーバー電圧がガス圧に比例して上昇する範囲を示す

(c)

図 3.6 N_2-SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧特性

混合比の少ない(a)の場合は4～5気圧で飽和傾向がみられる。 SF_6 ガスの混合比の増加と共に飽和傾向は低いガス圧から始まる。(b)では4気圧からさらに(c)では3気圧になると同様な飽和の傾向がみられる。

② いづれの場合にも飽和傾向が現われ始める $V_{F.O.}$ の大きさは50～75KVである

○ フラッシュオーバー電圧のばらつき

図3-6および表3-1から $V_{F.O.}$ のばらつきについてみると、前項で検討した飽和傾向の表われ始めるガス圧を境にしてばらつきの大きさが変化している。すなわち、

(a) 1気圧および2気圧では分散および標準偏差は非常に小さい。たとえば $N_2-30\%SF_6$ 混合ガスの標準偏差は1気圧で0.4KV, 2気圧で2.9KVである。

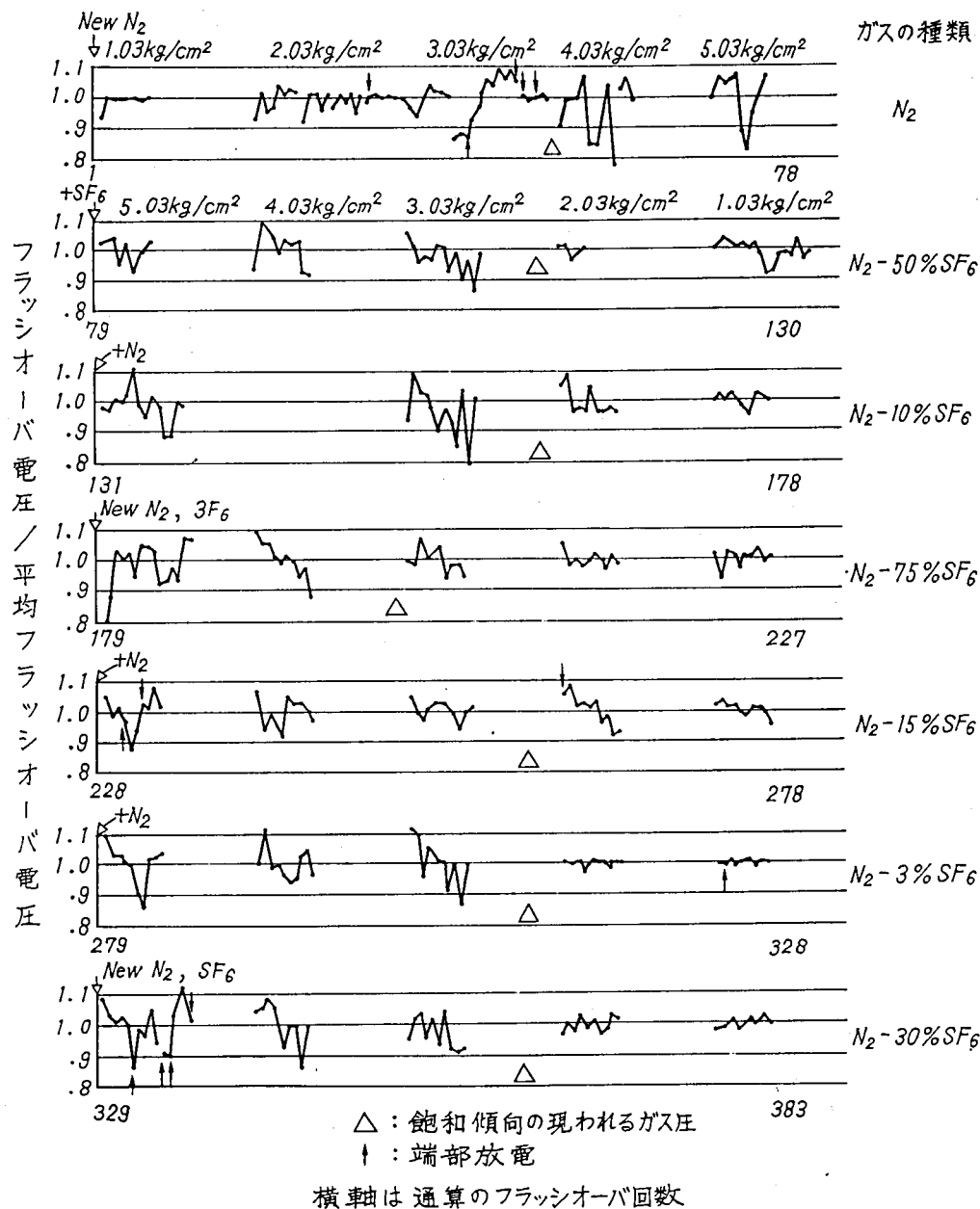
(b) 飽和傾向の現われる5気圧での分散と標準偏差は大きくなり、たとえば $N_2-30\%SF_6$ の標準偏差は9.1KVとなっている。このフラッシュオーバー電圧のばらつきがガス圧と共に増加する原因を調べる目的で、

- コンディショニング効果(注3-5)の有無
- 端部放電がフラッシュオーバー電圧値に及ぼす影響

について検討した。

まづコンディショニング効果の有無を検討するため、直流電圧印加順序にしたがって生じたフラッシュオーバー電圧の変化を図3-7に示す。図では窒素ガス1気圧における最初の電圧印加からSF₆ガス1気圧の最後の電圧印加(770回目)まで、各ガス圧におけるV_{F.O.}の平均値を基準に示している。また混合ガスを作る際に、タンクを真空引き後新たに窒素ガスやSF₆ガスをボンベから封入した場合はNew N₂, SF₆なる記号を、窒素ガスを添加する場合は+N₂なる記号を用いている。さらに図3-6からフラッシュオーバー電圧がガス圧に対し、飽和傾向を表わし始めるガス圧を△の記号で示す。またフラッシュオーバーが平板電極端部で生じた場合を、↑の矢印で示している。この端部放電は実験タンク付属の90°離れた観測窓に配置した2台の静止カメラによる放電路の写真と実験終了後の放電跡から確認できるものである。図3-7をもとにV_{F.O.}のばらつきに影響を及ぼすと予想されるコンディショニング効果と端部放電についてまとめる。

(a) コンディショニング効果によるフラッシュオーバー電圧の上昇は見られない。



(a)

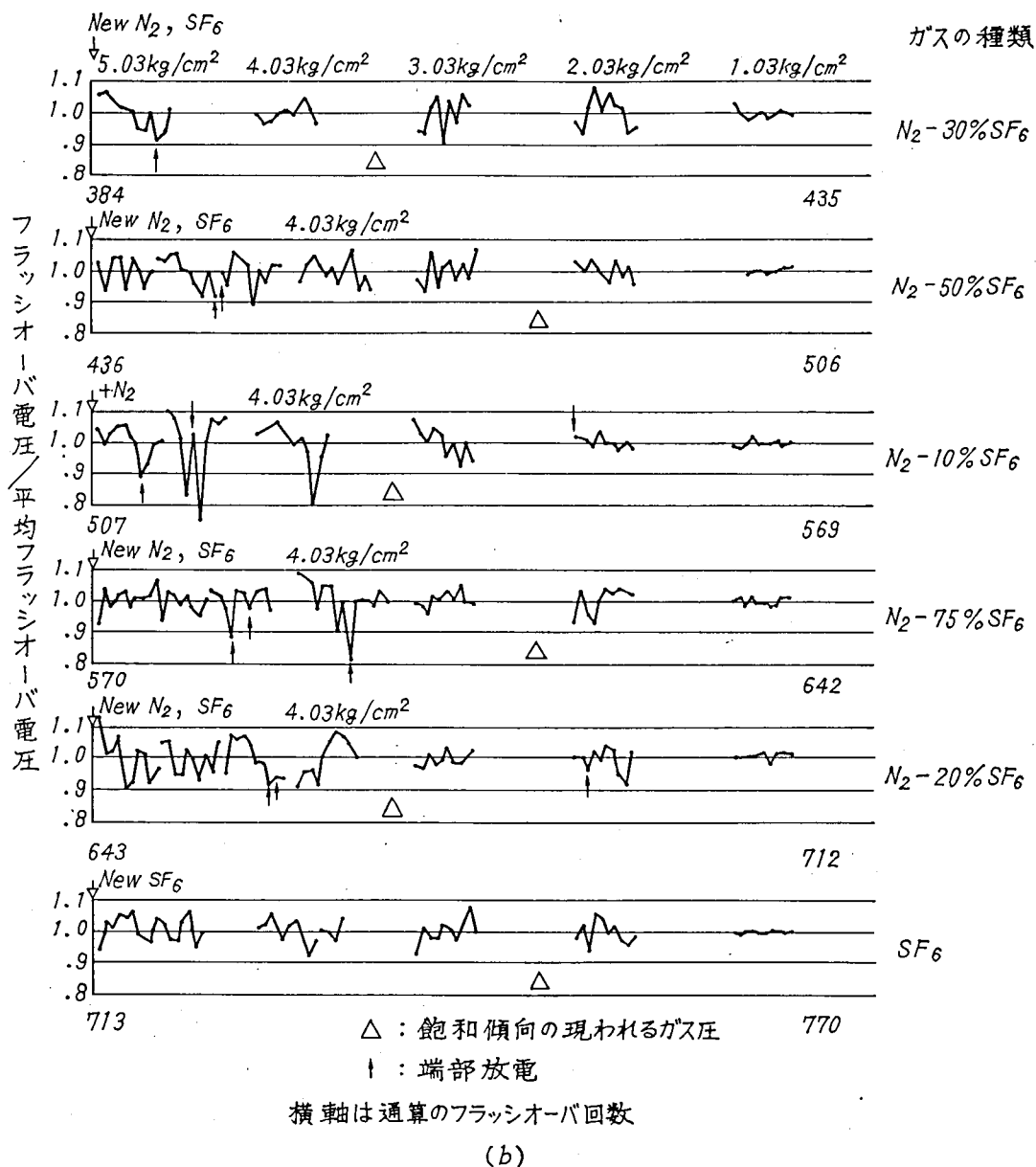


図 3.7 N₂-SF₆ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧のばらつき

(b) 端部放電によるフラッシュオーバー電圧の低下はガス圧の高い場合に多い。フラッシュオーバー電圧が飽和傾向を示す高いガス圧では、端部放電が生じたときの $V_{F.O.}$ が大巾に低下する例が増えるが、平板部分のフラッシュオーバーの際にも大巾な低下が見られる。したがって高いガス圧で $V_{F.O.}$ がばらつく原因が端部放電の他にもあることが明らかとなった。たとえば平板部分の表面状態が影響を与えている可能性もあり、これについては 3.2.5 節の放電損傷電極の光学顕微鏡観察の項で検討する。

3.2.3 特性式とフラッシュオーバー電圧値との比較

混合比に対するフラッシュオーバー電圧の測定値をガス圧をパラメータとして図 3-8 にプロットする。図中の測定点は表 3-4 の平均値を表わし、最大および最小フラッシュオーバー電圧の巾を実線で示している。

次に (3-1) 式の特性式に基づいて N₂ - SF₆ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧 V_3 を求める。

$$V_3 = V_2 + \frac{k}{k+c(1-k)} \times (V_1 - V_2) \quad (3.1)$$

上式の計算に用いる窒素ガス, SF_6 ガスのフラッシュオーバ電圧 V_2 , V_1 は, 表3-1から各ガス圧のそれぞれの測定値を用いる。また特性式の定数は, 宅間氏^(3.15)によれば, 各ガスの電離係数と電界との一次の関係式

$$\alpha/P = A \times (E/P - B)$$

の定数Aから決まる $C = A_2/A_1$ なる量である。

$\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスでは, $A_1 = 2.77 \times 10^{-2}$, $A_2 = 0.82 \times 10^{-2}$ であるから $C = 0.3$ となる。^(3.15)

図3-8には $C = 0.3$ とした特性式の値を, 測定値と相対誤差 10 % 内で合う部分を実線で, 合わない部分を破線で示している。図から SF_6 ガスの混合比が 20 ~ 30 % 以上の範囲で, 測定値と特性式の値が良く合っている。

また SF_6 ガスの混合比が少ない場合, $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスについては特性式の定数 C を 0.05 ~ 0.2 に選ぶと実験値と良く合うと報告されている。^(3.15) 今回の測定値について定数 C を変化させて検討の結果, SF_6 ガスの少ない場合には $C = 0.2$ の特性式が良く合った。

そこで図3-8には $C = 0.2$ とした特性式の値も合わせて記入している。

なお混合比の最も少ない 3 % については $C = 0.1$ とした特性式の値が良く合う。

図3-8をもとにフラッシュオーバ電圧の測定値と特性式の値とを比較すると, 次のようにまとめられる。

SF_6 ガスの混合比が 20 ~ 30 % 以上の範囲では, 理論的に検討した定数 $C = 0.3$ を用いた特性式の値が測定値に良く合う。一方混合比が 20 % 以下では, 定数 C の値を 0.2 あるいは 0.1 と小さく選ぶと特性式の値は測定値に良く合う。この傾向は他の研究者による測定結果と共通したものである。^(3.15)

したがって, $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスのフラッシュオーバ電圧を特性式により計算で求める場合に, それぞれのガス圧の窒素ガスおよび SF_6 ガスのフラッシュオーバ電圧が分れば, SF_6 ガスの混合比が 20 ~ 30 % 以上については理論的に求めた定数 $C = 0.3$ で計算可能である。

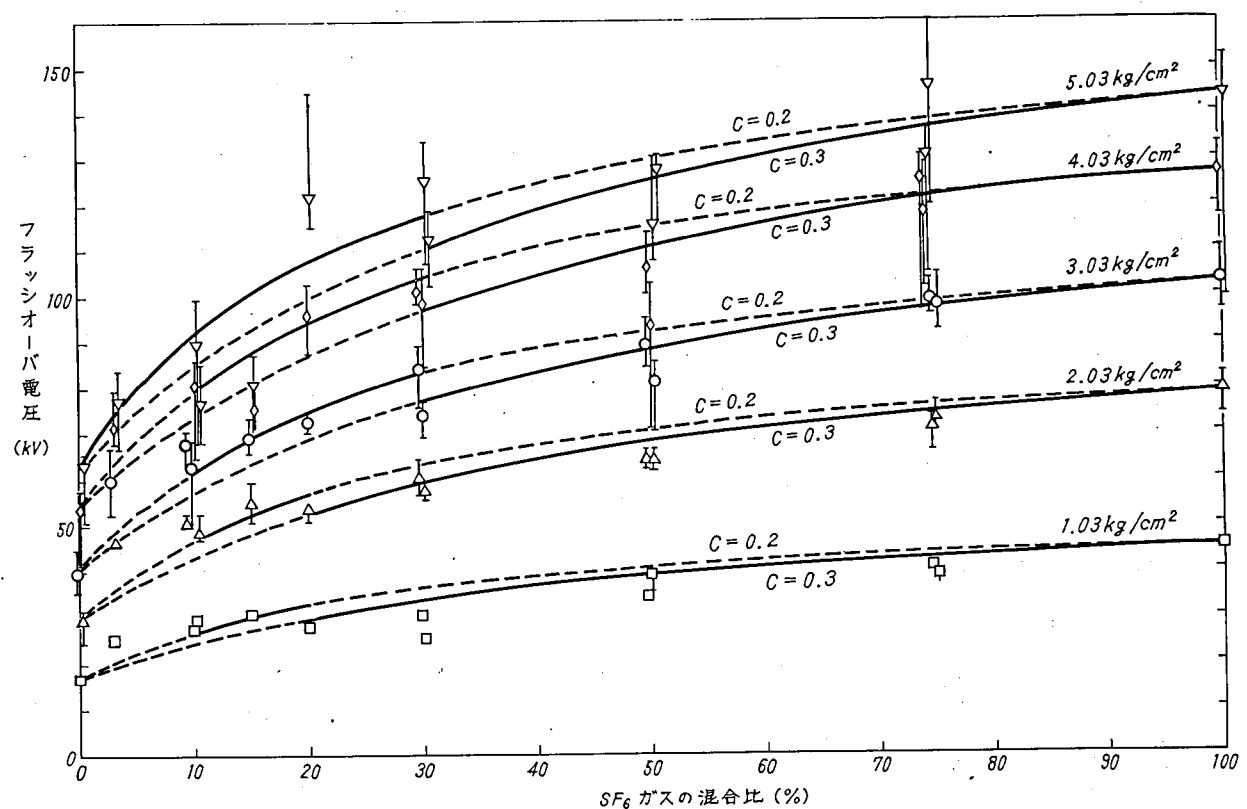


図3.8 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスのフラッシュオーバ電圧—実験値と特性式との比較

次に、窒素ガスおよび SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧を測定値ではなく計算で求める事が出来れば、 N_2 - SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧が全て計算により求め得る。そこで、フラッシュオーバーの条件式（付 3.2）に実効電離係数と電界との関係式（3.2），（3.3）を代入して求めた。

窒素ガス：

$$\alpha/P = 0.82 \times 10^{-2} (E/P - 42) 1/\text{cm} \cdot \text{mmHg}^{(3.17)} \quad (3.2)$$

SF_6 ガス：

$$(\alpha - \eta)/P = 2.77 \times 10^{-2} (E/P - 117) 1/\text{cm} \cdot \text{mmHg} \quad (3.3)$$

上式と放電開始の条件式（付 3-2）式から、ギャップ長 5 mm の平等電界ギャップのフラッシュオーバー電圧は次式で表わされる。

窒素ガス：

$$V_2 = 10.1 \times P + 3.33 \quad (3.4)$$

SF_6 ガス：

$$V_1 = 43.0 \times P + 0.65 \quad (3.5)$$

ここに単位は、P: Kg/cm^2 , V_1, V_2 : KV である。

窒素ガスのフラッシュオーバー電圧を与える（3.4）式は未だ確立されたものではないが、導出方法は大気空気中の平等電界ギャップのフラッシュオーバー電圧の導出過程と同じ考えに基づいている。

図 3-9 に窒素ガスと SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧を計算値と測定値について示す。

この結果 SF_6 ガスの場合は $3.03 \text{ Kg}/\text{cm}^2$ 以上で測定値が計算値に比べ大きく低下しており、前述の特性式をもとに N_2 - SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧を求める際に誤差の原因の一つになる。

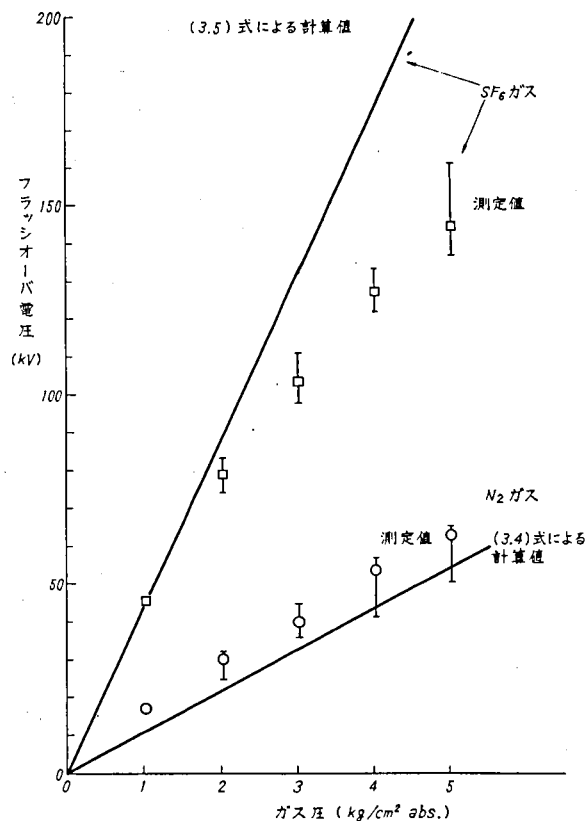


図 3.9 平等電界ギャップにおける窒素ガス、 SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧

したがって、 N_2-SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧を前述の方法で計算式から求め得るのはガス圧の低い場合に限られる。今回のギャップ長 5 mm の場合は、 2.03 kg/cm^2 以下である。

3.2.4 暗電流特性

前節迄の検討結果から、ガス圧が 3 気圧以上になると SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧 $V_{F.O.}$ が計算式^(3.5)の値から大幅に低下する点
が明らかとなった。平等電界キャップにおける高気圧ガスの $V_{F.O.}$ がガス圧の増加に比例せず低下する場合には、フラ
ッシュオーバーに先立って暗電流が流れることが報告されている。(3.19)(3.20)

そこで本研究においても一連の混合ガスのフラッシュオーバー電圧の測定後再度 SF_6 ガスを封入し暗電流の測定を行った。
ガス圧は $6.03 \text{ kg/cm}^2 \sim 4.03 \text{ kg/cm}^2$ の範囲で 1 kg/cm^2 ずつ変化させた。微小電流計 (大倉電機製 AM1001) の振れ
はペンレコーダ式記録計 (横河電機製 TYPE 3047) で記録した。測定した電流波形の一例を図 3-10 に示す。記
録計の性能上パルス成分の振巾は正確な値を示していない。3.4.1 節の実験方法の項で述べた通り、フラッシュオーバーに到
る迄 $10 \sim 20 \text{ KV}$ 間隔で順次電圧を上げ各電圧毎に 3 分間一定電圧を印加する。電圧上昇から 2 分後の直流成分を印加
電圧に対して図 3-11 に示す。暗電流の発生が電極表面からの電界放出にもとづく可能性がある。電界放出による暗電
流は Fowler-Nordheim の式にもとづき流れる。測定した暗電流 I を平均電界 E に対して整理し図 3-11 に示
す。縦軸は $\log(I \times E^2)$ 、横軸は E^{-1} で目盛っている。図より電界の上昇に対し暗電流は非直線的に増加する。し
たがって暗電流の発生する原因としては電界放出だけでなく局部放電による電流増加を考える必要がある。

さらにフラッシュオーバーに先立ち暗電流が流れて電極間の電界分布が本来の平等電界でなくなる可能性がある。空間電荷
による静電界歪みが電極間全域で生ずると、空間の単位体積中の電荷 σ_{sp} が電極上の単位面積当りの電荷 σ を上回る。
試算ではこのような空間電荷による静電界歪みが生ずるには 10^{-1} A 以上の電流が流れなければならない、今回の暗電流は
遙かに少ないのでこのような静電界の歪みはあり得ない。詳細な検討は付録 3-2 に述べる。

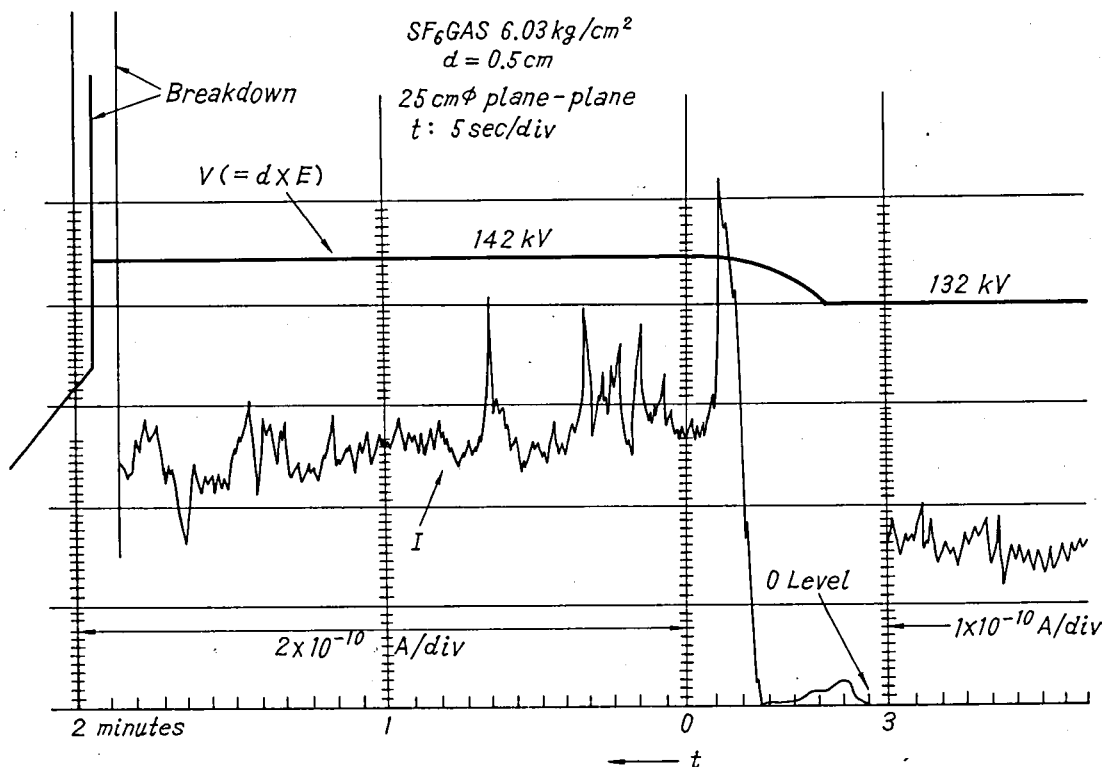


図 3.10 暗電流波形

3.2.5 電極表面の凹凸形状の影響

ガス圧の上昇とともに、フラッシュオーバー電圧のばらつきが大きくなる。またフラッシュオーバーに先立って暗電流が流れるなど、電極表面の状態がフラッシュオーバー特性に大きく影響している。そこでフラッシュオーバーによる損傷後の電極表面の凹凸形状を光学顕微鏡（分解能 $1\mu\text{m}$ ）で観察した。その目的は表面の凹凸による局部電界上昇の割合を求めることにある。光学

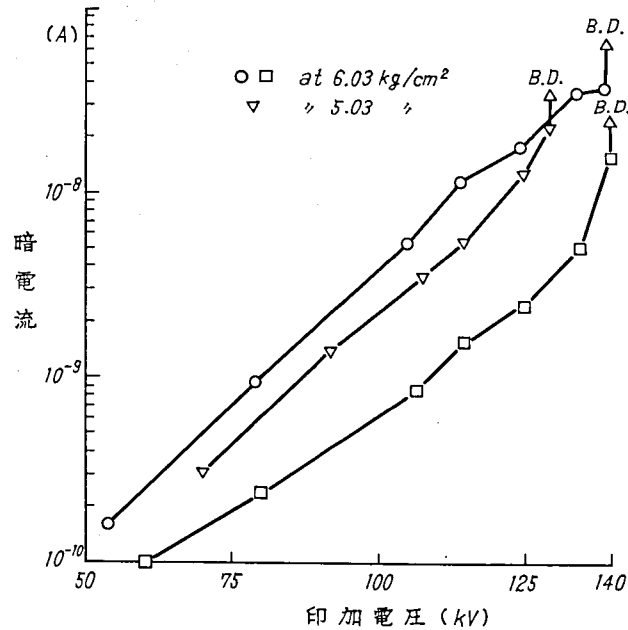


図 3.11 高気圧 SF_6 ガス中の暗電流特性

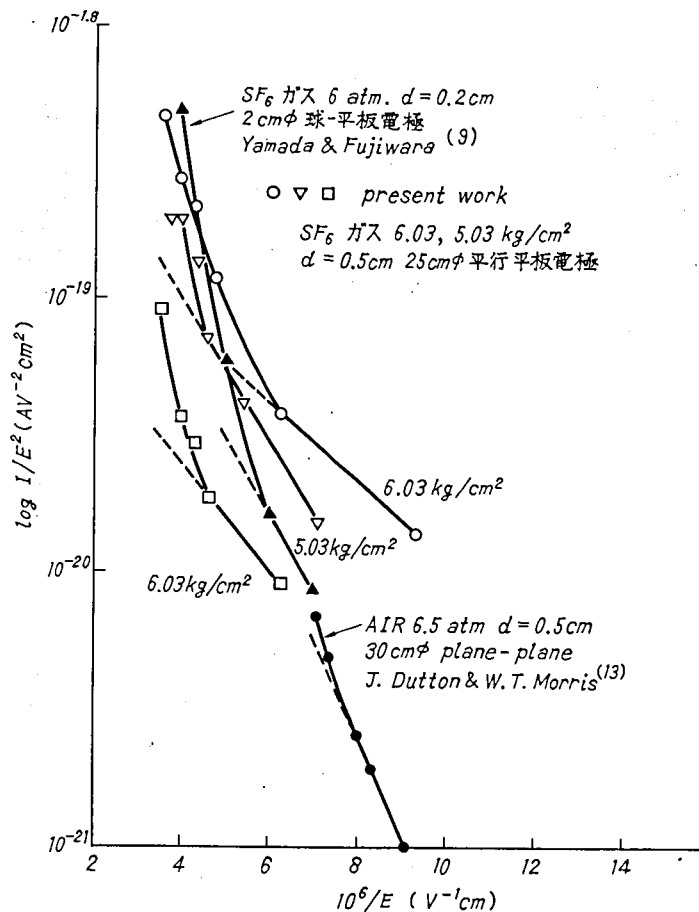
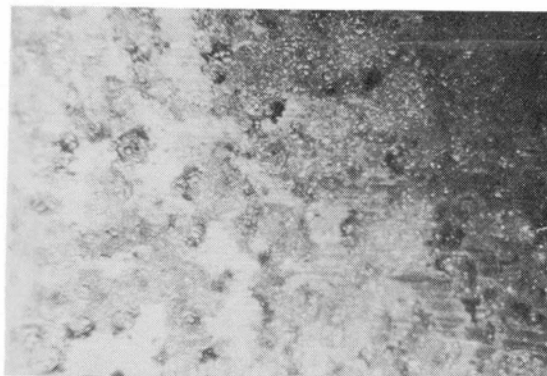


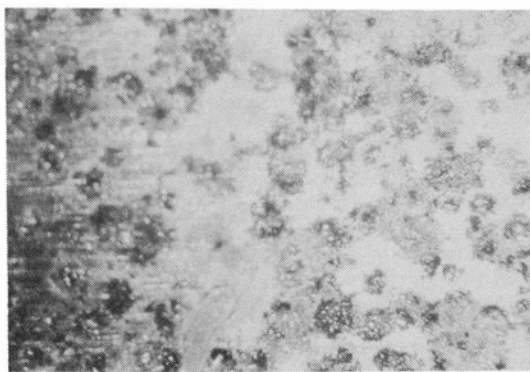
図 3.12 暗電流特性

顕微鏡は、焦点深度が浅いので非接触で表面の凹凸の高さを測定できる利点がある。陰極側と接地側の平板電極表面の放電痕は平板部分ではほぼ一様に分布しており、周辺部分には端部放電の跡が点在している。図3-12に、放電跡の分布および個々の放電跡の拡大写真ならびに断面形状のスケッチ図を示す。陰極側に生じた高い突起として図の(a)のb, f, i, jを頂点とする突起の形状を図3-13の半回転円体で模擬すると突起の高さ(H)/突起の巾(B)の比はいずれも0.14~0.18の範囲にある。この場合突起先端の電界上昇の大きさは平均電界(印加電圧÷電極間距離)0.1~1.倍である。この計算方法は文献3-21に詳しく出ている。この程度の電界上昇では電界放出の生ずる電界 10^7 V/cm にまで達しない。というのは5気圧における各ガスの破壊電圧は表3-1によれば63~146KVで、平均電界に換算すると $1.3 \sim 2.9 \times 10^5 \text{ V/cm}$ に過ぎないからである。

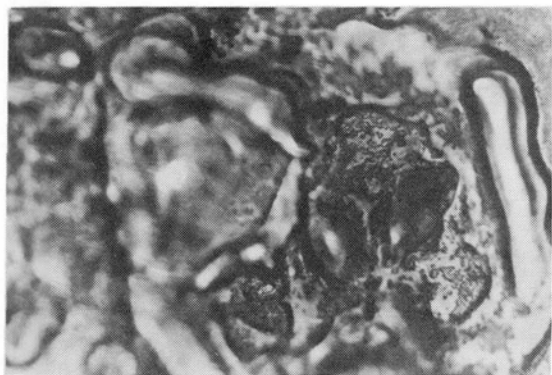
しかし前節の暗電流特性で検討したように、図3-10によれば暗電流の流れ始めが電界放出機構によって流れると予想される印加電圧の領域がある。一方顕微鏡観察によれば放電痕の突起による電界上昇では電界放出に必要な電界の大きさに到らない。そこで暗電流が電界放出により流れるとすれば、放電損傷によって発生した突起ではなく電極研磨によって生じる微細な凹凸が原因であると考えるべきである。



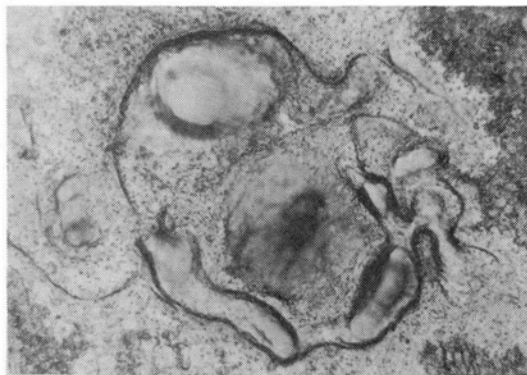
倍率 10



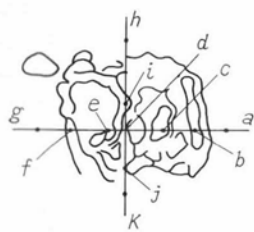
倍率 10



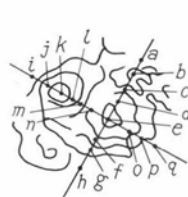
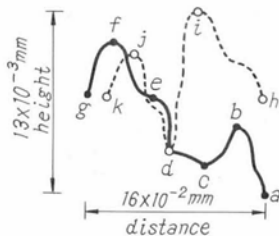
倍率 542



倍率 557



(a) 陰極側電極表面



(b) 接地側電極表面

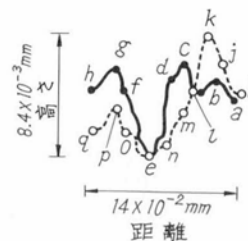
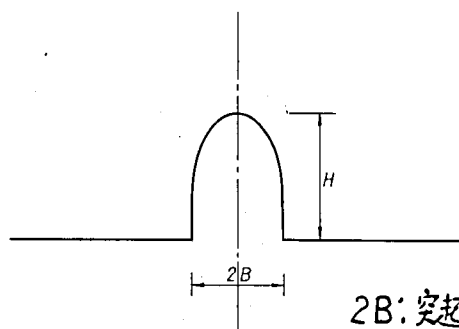


図 3.13 放電損傷後の電極表面形状



2B:突起の幅, H:突起の高さ

図 3.14 半回転楕円体状の突起モデル

3.3 これまでの高気圧 N_2-SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧の測定報告との比較

平等電界に近い電界分布を作る電極間の N_2-SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧について表3-1にまとめた。電極間距離, ガス圧の単位は全て報告者にしたがった。ガス圧の単位換算の関係を表3-2に示す。

表3-2から, 以前の測定報告のほとんどが電極間距離が5mmより短かいのに対しここ数年間に5mm以上の測定報告が目立ってきている。この各測定値に対し既述の特性式をあてはめてみると最も良く合う定数Cの値は表3-3に示すように0.05~0.3の範囲にばらつく。しかしながらFarish 他^(3.9)の報告を除くと高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧がガス圧に対して飽和傾向を示す原因, いいかえれば特性式の値から低下する原因, については全く検討されていない。

表 3-1 高気圧 N_2-SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー電圧の報告

報 告 者	電 極 形 状	電極間距離	ガ ス 圧	電圧波形	報告年度	文献 番号
Cohen	9 cm ϕ 平行平板 5 cm ϕ 平行平板	1, 2 mm	1000 psi まで	DC	1956	3・1
Howard	5 cm ϕ 黄銅球	2.5 mm	31.7, 61.7 psi	AC 50Hz	1957	3・2
Skipper, Mcneall	同軸円筒 (0.25" ϕ 0.75" ϕ)	0.25 mm	500 psi	Imp +(1 \times 50) μ s	1965	3・3
Mulcahy	同軸円筒 (1.43 ϕ cm 3.63 ϕ cm)	1.1 cm	15, 30, 45 psi	DC	1969	3・4
Mulcahy, Milde Bell	平等電界米	0.5~3	15 psi	\ominus DC	1970	3・5
位 高・池 田	6 cm ϕ 球	10 mm	4, 10 kg/cm ²	+(1 \times 40) μ s +(200 \times 2000) μ s	1970	3・6
Wieland	平等電界米	5~20 mm	1~2.4 bar	DC	1973	3・7
Baumgartner	8 cm ϕ 平行平板 数 cm ϕ 半球-平板	1 cm	1.96 bar	AC 50Hz	1974	3・8
Farish et al	同軸円筒 (7 cm ϕ 22 cm ϕ)	7.5 cm	1~5 bar	DC	1976	3・9

米: 文献には平等電界とあるだけで電極形状は述べていない。

表3-2 ガス圧単位の換算表

Torr(mmHg)	kg/cm ²	atm	PSI(lb/in ²)	bar(10 ⁶ dyn/cm ²)	N/m ² (10 ⁹ dyn/cm ²)
1	1,360×10 ⁻³	1,316×10 ⁻³	1,934×10 ⁻²	1,333×10 ⁻³	1,333×10 ²
735.5	1	0.968	14.22	0.981	0.981×10 ⁵
760	1,033	1	14.70	1,013	1,013×10 ⁵
51.7	0.070	0.0680	1	0.0690	0.069×10 ⁵
750	1,020	0.987	14.5	1	1×10 ⁵
750×10 ⁻⁵	1,020×10 ⁻⁵	0.987×10 ⁻⁵	14.5×10 ⁻⁵	1×10 ⁻⁵	1

表3-3 高気圧N₂-SF₆混合ガスのフラッシュオーバー電圧に於て定数C

報 告 者	C
Cohen	0.3
Howard	0.05 ~ 0.1
Skipper, Mcneall	0.3 ~ 0.9
Mulcahy	0.1
Mulcahy, Milde, Bell	0.1
位高, 池田	0.05
Wieland	0.2 ~ 0.3
Baumgartner	0.1 ~ 0.3
Farish et al	0.2 ~ 0.3

3.4 ま と め

ガス絶縁方式への適用が考えられる高気圧混合ガスの放電特性に関連して、平等電界ギャップにおけるN₂-SF₆混合ガスの放電特性について、平等電界ギャップにおけるN₂-SF₆混合ガスの直流フラッシュオーバー電圧と暗電流の測定を行った。その結果、以下の諸点を明らかにした。

- 平等電界ギャップの高気圧N₂-SF₆混合ガスのフラッシュオーバー電圧は、ギャップ長5mmの場合、SF₆ガスの混合比が30%以上では特性式^(3,15)による計算値と良く一致する。その際に用いる定数Cの値は理論的な仮定にもとづく0.3である。しかし混合比が20%以下では定数Cは0.3以下の値となり、混合比の減少と共に0.2ないし0.1と小さくしないと計算値は測定値に合わない。このCの値の変化する原因は今後の検討課題である。
- それぞれの混合比の混合ガスのフラッシュオーバー電圧は、高気圧になるとガス圧に対し飽和傾向を示す。この傾向の現れ始めるガス圧は3気圧付近、フラッシュオーバー電圧は50~75kV付近である。平均電界に換算すると100~150kV/cmである。フラッシュオーバー電圧が飽和傾向を示す高気圧領域では、フラッシュオーバーに先立って10⁻¹⁰~10⁻⁸Aオーダーの暗電流が流れる。
- 特性式ではSF₆ガスのフラッシュオーバー電圧の測定値を用いることになっている。このSF₆ガスのフラッシュオーバー電圧は、混合ガスに比べて低いガス圧からフラッシュオーバー電圧がガス圧に対し飽和傾向を示す。そこで混合比の少ない領域で特性式と測定値とが合わない原因の一つとして、電極効果によって低下するSF₆ガスのフラッシュオーバー電圧を用いることが考えられる。

(注3-1) 分圧比あるいは容積比……混合ガスの混合比を決める一般的な方法として、ガスを封入する容器に直結した圧力計を用い分圧比で調整する場合が多い。また容器の内容積は一定なので分圧比は混合ガスの容積比でもある。

(注3-2) エメリー紙800番……金属表面の仕上研磨に用いられる研磨紙の一つ。クラフト紙または和紙にと粒としてエミリーを付けたもの。加工の種類に応じてと粒材の粒度は変る。一般に金属面の仕上げ研磨には320~1200番のものが使われる。

(注3-3) JIS規格VVV1.6-S……日本では三角記号の数で表面粗さの程度を表示する方法が行われてきているが、これは本来上仕上げ、中仕上げという仕上げの程度を示す記号である。一方厳密な表示方法としては表面の凹凸から求めた最大高さ R_{max} 、十点平均粗さ R 、中心線平均粗さ R_a などがある。JIS規格では実用上の便宜上も考えて両方の記号を並記することを認めている。

(注3-4) 端部放電……平行平板電極(ログスキまたはブルース型)でギャップ長が大きくなると電極側面で放電に到る特異な現象のこと。その原因は、電極側面での電界上昇と考えられている。

参考文献

3. 1 E. H. Cohen, "The Electric Strength of Highly Compressed Gases" P IEE, Vol. 103, ptA, P57-68 (1956)
3. 2 P. R. Howard, "Insulation Properties of Compressed Electronegative Gases" P IEE, Vol. 104, ptA, P123-138 (1956)
3. 3 D. J. Skipper, P. I. Mcneall, "Impulse-strength measurements on compressed-gas insulation for extra-high-voltage power cables" P IEE Vol. 112, No. 1, P103-108 (1965)
3. 4 M. J. Mulcahy, "Pressurized SF₆ Mixture as the Insulating Medium for High Power System Components" Proc. 8th Electrical Insulation Conf. P216-220 (1968)
3. 5 M. J. Mulcahy, H. Milde, W. R. Bell, "Insulation, Breakdown and Switching in High Pressure Gases-A Review" Proc. 8th Electrical Insulation Conf. P221-226 (1968)
3. 6 K. Itaka, G. Ikeda, "Dielectric characteristics of Compressed Gas Insulated Cables" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-89, No. 8 P1986-1994 (1970)
3. 7 A. Wieland, "Gasdurchschlagmechanismen in Gasgemischen" ETZ-A, Vol. 94, P370-373 (1973)
3. 8 R. G. Baumgartner, "Dielectric characteristics of mixtures of SF₆ and N₂ in Gas Discharges" IEE Conf. Publ. 118, P366-369 (1974)
3. 9 O. Farish et al, "Effect of electrode surface roughness on breakdown in nitrogen/SF₆ mixtures" P IEE Vol. 123, No. 10, P1047-1050 (1976)
3. 10 M. J. Gross, "Gas Insulation-A New Trend in Roentgen Ray Apparatus" American Journal of Roentgenology and Radium Therapy, Vol. 65, P103-108 (1951)
3. 11 E. Kuffel, M. J. Mulcahy, C. B. Guelke, "The Breakdown Voltage between

- Spheres in Sulfur Hexafluoride and in Mixtures of Air and Sulfur Hexafluoride"
5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich P976~985 (1961)
- 3.12 J. Vigreux, "Contribution A L'Etude Des Propriétés Diélectriques du SF₆"
CIGRE SC, No.15, WG.15-03 (1969)
- 3.13 J. D. Cobine, "Some Electrical and Thermal Characteristics of Helium and
Sulfur Hexafluoride Mixtures" AIEE, Vol.74, pt1, P318~321 (1955)
- 3.14 H. H. Skilling, W. C. Brenner, "The Electrical Strength of Nitrogen and
Freon Under Pressure" AIEE, Vol.62, P191-195 (1942)
- 3.15 T. Takuma, T. Watanabe, K. Kita, "Breakdown Characteristics of Compressed-
Gas Mixtures in Nearly Uniform Fields" PIEE Vol.119, No.7 P927 (1972)
宅間 他「気体の放電特性(その2) — 高気圧混合気体の閃絡特性の解析 — 」電力中研研究報告No.
70028 (1970)
- 3.16 渡辺, 宅間「高気圧混合気体の絶縁破壊特性 — 平等電界での実験的検討 — 」電力中研研究報告 No.
74044 (1974)
- 3.17 W. E. Bowls, "The Effect of Cathode Material on the Second Townsend Coeffici-
ent for Ionization by Collision in Pure and Contaminated N₂ Gas" Phys. Rev. Vol.
53, P293 (1938)
- 3.18 M. S. Bhalla, J. D. Craggs, "Measurement of Ionization and Attachment Coeffi-
cient in Sulfur Hexafluoride in Uniform Fields" Proc. Phys. Soc. Vol. 80, P151
~160 (1962)
- 3.19 山田, 藤原, 新田「高気圧SF₆中の暗電流と絶縁破壊」電学論 Vol.93-A, No.1, P37~44 (1973)
- 3.20 J. Dotton, W. T. Morris, "The Mechanism of the electrical breakdown of air in
uniform field at voltages up to 400kV" Brit. J. Appl. Physics, Vol.18, P1115-
1120 (1967)
- 3.21 原 他「不平等電界における大気の絶縁破壊特性」三菱電機技報 Vol.37, No.7, P19-24 (1963)
- 3.22 I. A. Fleming, J. A. Rees, "The Drift Velocities of Ions in SF₆" J. Phys. D
(Atom, Molec. Phys.) Vol.2, P777-779 (1969)

付 録 3.1 高気圧混合ガスのフラッシュオーバー電圧を与える特性式

。 宅間氏の特性式

$$V_3 = V_2 + \frac{k}{k+c(1-k)} \times (V_1 - V_2) \quad (\text{付3-1})$$

V_1, V_2, V_3 , (但し $V_1 > V_2$) はそれぞれガス I, II, 混合ガスのフラッシュオーバー電圧。 k はガス I の混合比, C は定数。

上式は次の3つの仮定のもとに導出されている。この仮定に対する詳細な検討は文献(3.15)参照

(仮定1)「気体の換算実効電離係数 $(\alpha - \eta)/P$ はフラッシュオーバーに関係するような電界の範囲で E/P の1次関数である。

(仮定2)「混合気体の実効電離係数 $(\alpha_3 - \eta_3)$ は成分気体 I, II の分圧比の和である」

$$\alpha_3 - \eta_3 = k \times (\alpha_2 - \eta_2) + (1-k) \times (\alpha_1 - \eta_1) \quad (\text{付3-4})$$

(仮定3)「気体のフラッシュオーバーの条件式は平等電界に近い場合次式で与えられる」

$$\int_0^\ell \frac{\alpha}{x} dx = \int_0^\ell (\alpha - \eta) dx = K \quad (\text{付3-2})$$

ℓ : 電極間距離, x : 電界方向の距離, K : 定数

。 Wieland 氏の特性式

$$PpsK \left[\frac{E}{P} - \left(\frac{E}{P} \right)_{crit} \right] + 5320 P_{pn} \exp \left(-208 \frac{P}{E} \right) = 0 \quad (\text{付3-3})$$

Pps, P_{pn} は SF_6 ガスと N_2 ガスの分圧, P は混合ガスの全気圧を表わす。 E は放電開始電界。また $K = 27 (KV)^{-1}$, $(E/P)_{crit} = 89 (KV/cm \cdot bar)$

上式は Townsend 型放電の自続放電の条件式から導かれた $N_2 - SF_6$ 混合ガスの放電開始電界を与える。導出過程の詳細は文献3-7を参照。

付 録 3.2 暗電流測定における空間電荷の電界歪み効果

空間電荷による静電界の歪みが電極間全域で生ずる場合には, 空間の単位体積中の電荷 σ_{sp} が電極上の単位面積当りの電荷 σ を上回るはずであり, 暗電流密度 j の大きさは $\sigma_{sp} > \sigma$ の関係を満足する量となる。図のような平行平板電極については, σ, σ_{sp} は各々次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \epsilon_0 \cdot E \\ \sigma_{sp} &= eNd = \{ j \cdot (K_- + Ke)^{-1} \cdot E^{-1} \} \cdot d \end{aligned} \right\} \quad (\text{付3-4})$$

K_- , Ke : 負イオン, 電子の移動度 E : 平均電界 (v/d) $\sigma_{sp} > \sigma$ を満足する j の大きさは次式の通りである。

$$\left. \begin{aligned} j \cdot (K_- + Ke)^{-1} \cdot E^{-1} \cdot d &> \epsilon_0 \cdot E \\ \therefore j &> \epsilon_0 \cdot (K_- + Ke) \cdot E^2 \cdot \frac{1}{d} \end{aligned} \right\} \quad (\text{付3-5})$$

暗電流領域での空間電荷は電子単独よりも負イオンになっていると考えるべきであり, (付3-5) 式の Ke は無視できる。

$$j > \epsilon_0 \cdot K_- \cdot E^2 \cdot \frac{1}{d}$$

(付3-6)

SF₆ ガス中の負イオンの移動度の測定例は極めて少ない。I. A. Fleming & J. A. Rees (3.22) によれば McAfee (1955年), Morrison et al (1961年), McAfee & Edelson (1963年), 等の測定結果と比較して zero-field 中の SF₆⁻ イオンの移動度の値を 0.57 cm²V⁻¹Sec⁻¹ としている。この測定は数 Torr 以下の低気圧領域で E/N の比が (20~180) × 10⁻¹⁷ V/cm の範囲で行なわれたものである。今回の暗電流測定では常温 1~6 気圧, 100~125 KV/cm の範囲が対象となっており, E/N の比に換算すると (57~88) × 10⁻¹⁷ V/cm² である。低気圧での測定値そのものを採用するには問題はあるが E/N の比が同じ程度であるので, ここでは仮に 0.57 cm²V⁻¹sec⁻¹ を負イオンの移動度の値としておく。この値と (付3-6) 式とから空間電荷効果をもたらす電流値 E について求める。

$$I = J \times S = (\epsilon_0 \cdot K_- \cdot E^2 \cdot 1/\alpha) \times (\pi D^2/4)$$

(付3-7)

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} \text{ F/cm}, K_- = 0.57 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{ sec}^{-1}, d = 0.5 \text{ cm}, D = 2.1 \text{ cm}$$

平均電界 E が 100 KV/cm では電流は 0.35 A 流れることになる。

第4章 平等電界下の電極効果に関する実験的および解析的検討

4.1 ま え が き

高気圧ガス絶縁方式では、平等電界に近い電界分布を有する広い面積の電極表面が高電界にさらされる。高電界下では電極材料、表面粗さ、表面積、ガス圧力などの諸因子がフラッシュオーバー電圧を低下させる。これを電極効果と称する。^(4.1)

第3章で解析したように、 N_2-SF_6 混合ガス中では、平行平板電極間の電界（印加電圧÷ギャップ長）が約 $100KV/cm$ を超えると電極効果によりフラッシュオーバー電圧が低下した。

したがって、電極効果がフラッシュオーバー特性におよぼす影響について解明することは、高気圧ガス絶縁設計上極めて重要である。

本章では電極効果に関して行った実験的解析の結果について述べる。概要は以下の通り。

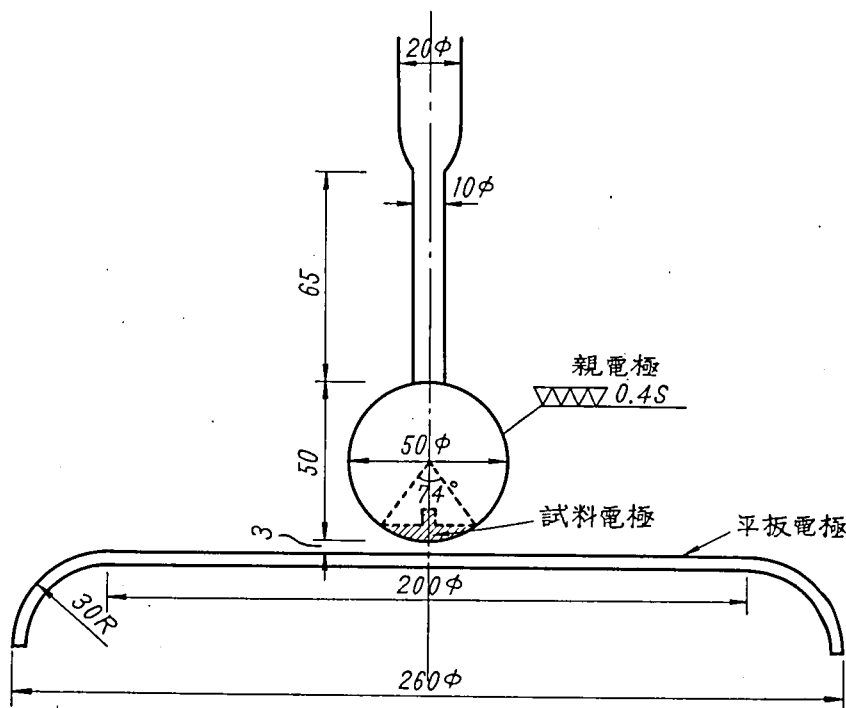
- 陰極側電極の表面粗さがフラッシュオーバー電圧および暗電流特性に影響する。
- 表面粗さの中でも、表面形状がフラッシュオーバー電圧の低下と累積分布関数に特に影響を与える。
- 表面形状が鏡面、丸みをおびた凹凸、微細な凹凸と異なると、フラッシュオーバー前に流れる暗電流の大きさや継続時間がそれぞれの場合に応じて変化する。

4.2 電極効果とフラッシュオーバー電圧特性

4.2.1 実験の目的と概要

高気圧ガス中の電極効果を明らかにする目的で、陰極側電極材料と表面粗さ、ガス圧力をパラメータとして直流電圧印加によるフラッシュオーバー電圧特性を測定した。直流電圧を使用したのは、一般に電極効果が直流電圧印加時に最も顕著に現れることによる。

〔1. 実験電極〕 実験電極は図4-1のように 50ϕ 球対 260ϕ 平板、ギャップ長は $3mm$ である。陰極側の球電極は、平板電極に対向する部分がネジ止めによって取り換え可能な構造で、電極材料や表面粗さの異なる試料電極を簡単に取りつけることができる。



斜線部分の試料電極は親電極へネジ込み式で取付ける

図4-1 電極配置

材料毎に同じ表面粗さの試料電極を4ヶ用意した。電極材料はステンレススチール、黄銅、アルミニウムの3種類で、平板電極は常に同じステンレススチール製電極を使用した。

試料電極の表面粗さの種類は次の通りである。

① 鏡面：JIS規格B0601で0.4Sに相当する。すなわち表面の凹凸が0.4 μm 以内のもの。エメリ紙230番から1000番まで段階を追って研磨しビカールで仕上げたもの。走査型電子顕微鏡SEM（日立製S550）による研磨後の電極表面写真を図4-2に示す。

② 丸みをおびた凹凸：球電極先端から渦巻き状に丸みをおびた規則的な50 μm の凹凸をつけたもので、JIS規格50Sに相当する。断面写真は図4-3に示す。

③ 微細な凹凸：鏡面仕上げ後エメリ紙80番で表面をこすり5~25 μm の微小突起を多数設けたもの。SEMで観察すると、図4-4に見られる通り、線状の傷痕が交叉する多数の個所で剥離寸前の微小突起がみられる。焦点深度の浅い光学顕微鏡で平らな面からの突起高さを測ると5~25 μm である。

④ 単一の針状突起：丸みをおびた50 μm の凹凸のアルミ電極表面の中心に、約0.2mm突き出た1ヶの針状突起のあるもの。

なお鏡面の場合、静電界計算によれば図4-5に示すように、試料電極の表面電界は最大電界の40%値までを含んでいる。

電極を実験タンク（内径50cm ϕ 、高さ160cm、内容積約0.3 m^3 ）内にセット後はアセトン液を含むガーゼで表面を清浄にしている。

〔2. フラッシュオーバ電圧の測定〕 フラッシュオーバ電圧の測定に用いた電圧印加回路は図4-6に示す構成で、50cm ϕ 球一球の載断ギャップを使用する場合には、3M Ω の直列抵抗を、使用しない場合には60K Ω の直列抵抗を通して実験タンク内電極へ印加した。

印加する直流電圧の上昇速度は、フラッシュオーバ電圧の約80%までは1分間以内で昇圧し、その後は約20KV/分の

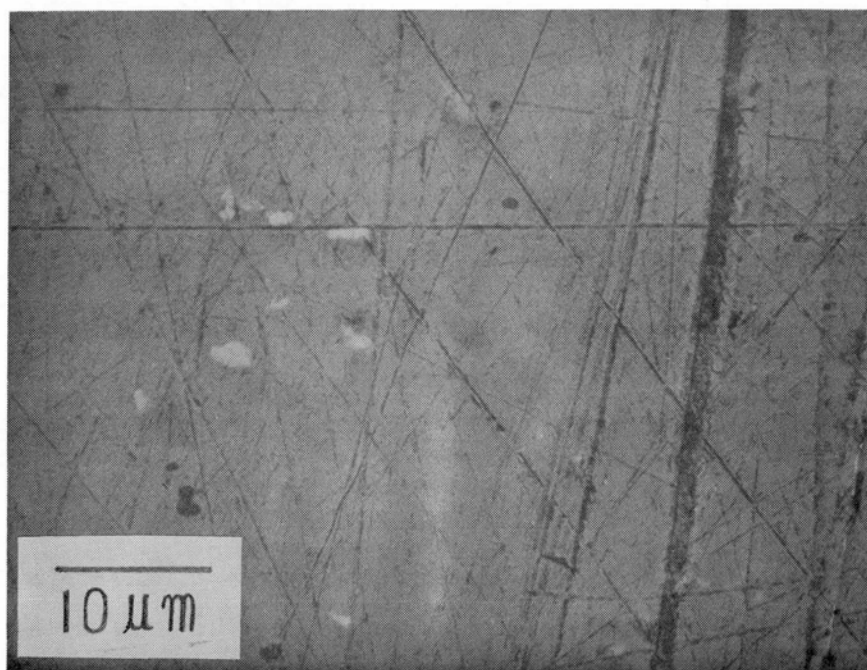
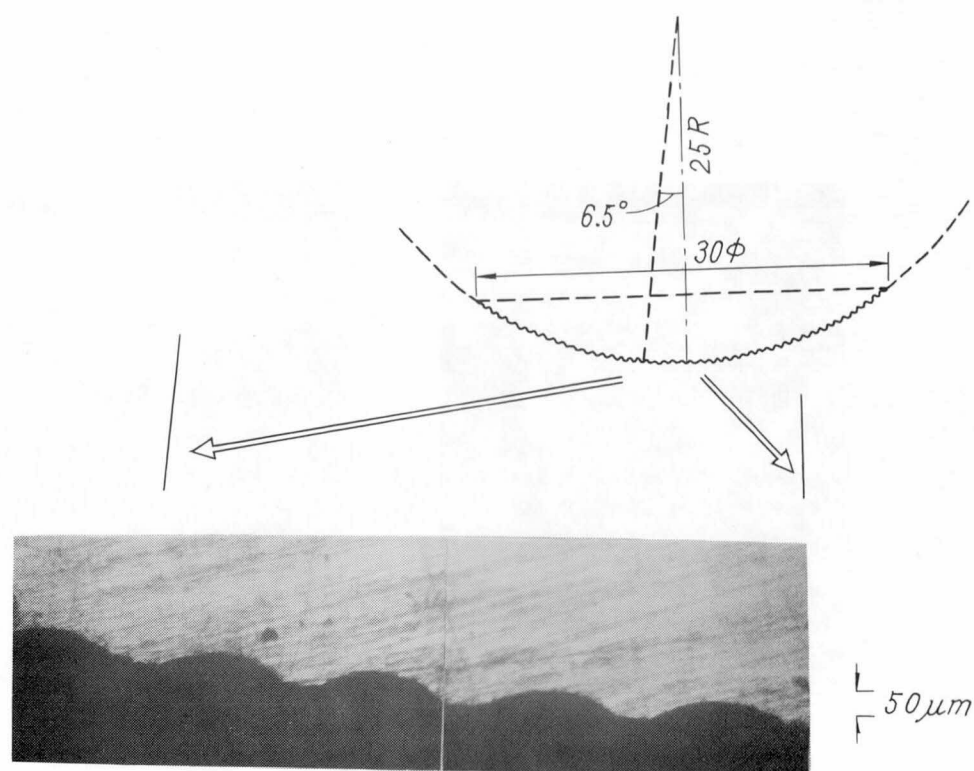
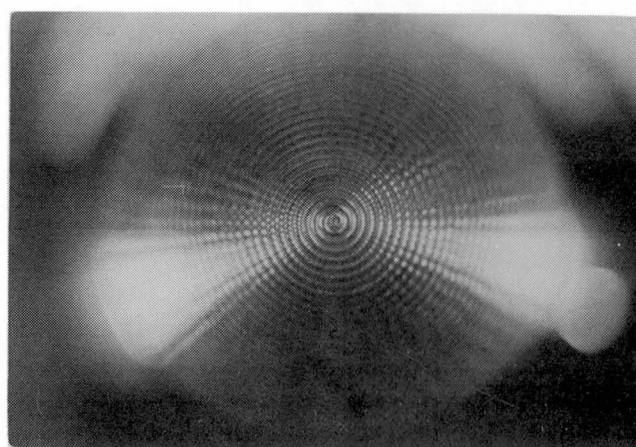


図4-2 研磨後の鏡面電極（ステンレス）の走査型電子顕微鏡写真



(a) 断面形状



← 30φ →

(b) 表面形状

図4-3 丸みをおびた50 μmの凹凸電極の形状

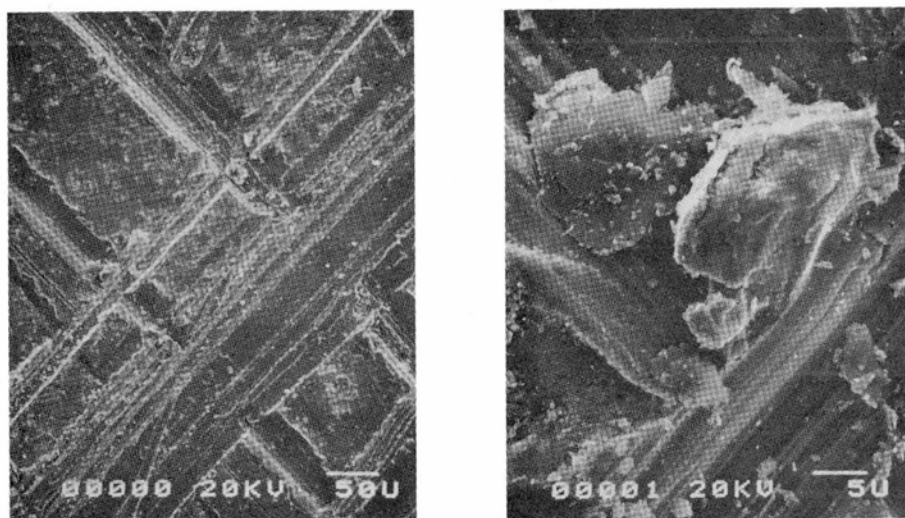


図4-4 エメリー紙80番による損傷電極（黄銅）の走査型電子顕微鏡写真

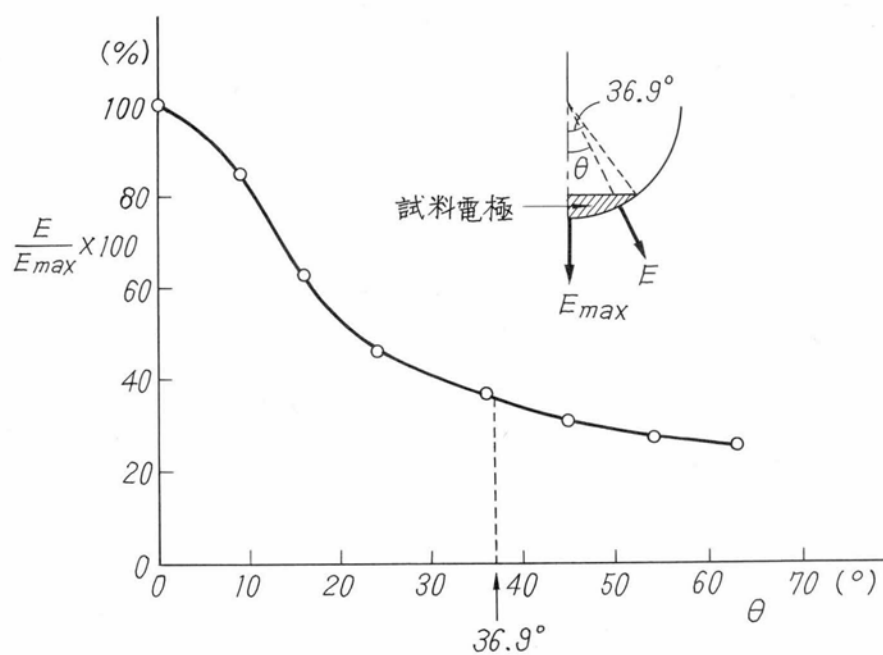


図4-5 試料電極表面の電界（鏡面）

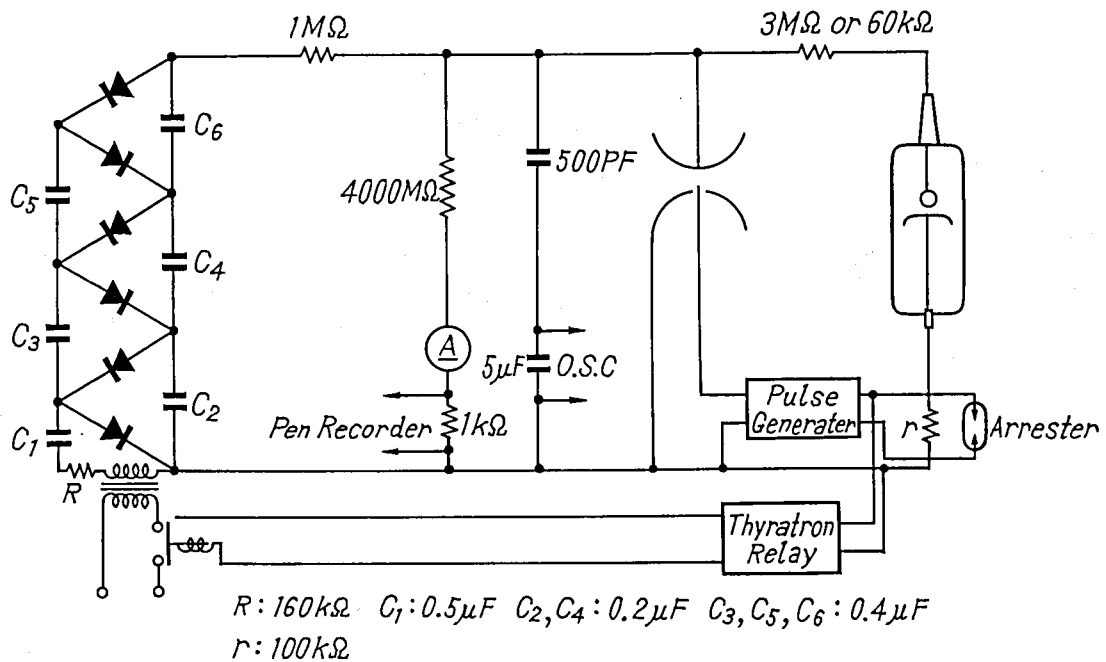


図4-6 実験回路

割合である。

1つの試料電極に対する電圧総印加回数は30または60である。60回印加の場合には最初から連続して50回電圧印加を行い、30分間の休止後残り10回を連続して印加した。30分間の電圧印加を休止しても、フラッシュオーバー電圧に大きな変化はみられなかった。電極間でフラッシュオーバーが生じた場合の直流電源からの続流遮断は、第3章の実験と同様に行なった。

4.2.2 フラッシュオーバー電圧特性

測定結果を表4-1にまとめた。主な特徴は次の通りである。

- 大気圧では電極効果は現われない

フラッシュオーバー電圧は粗さと電極材料に無関係で、その値は鏡面電極の電界分布から求めた値24.7KVにほぼ一致する。フラッシュオーバー電圧の累積確率分布は正規確率分布となり、標準偏差の電圧幅は V_{50} の2~8%である。(図4-7)したがって平均電界は82KV/cmとなり第3章の目安100KV/cmよりも低い。

なお鏡面電極のフラッシュオーバー電圧 $V_{F.O.}$ は平等電界に近い電極配置では次の実験式で決まる。(4.2)

$$\begin{aligned}
 V_{F.O.} &= 89 \times u \times p \times d & \text{KV} & \quad p: \text{atm} \\
 &= 86 \times u \times p \times d & \text{KV} & \quad p: \text{Kg/cm}^2
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

u : 利用率(平均電界÷最大電界), d : 電極間距離(cm)

$d = 0.3\text{cm}$, $p = 1\text{atm}$, $u = 0.925$ を代入すると $V_{F.O.} = 24.7\text{KV}$ となる。

- 5.03Kg/cm²になると表面粗さによる影響が現われフラッシュオーバー電圧が低下する。

① 鏡面電極—黄銅やステンレスではコンディショニング効果がみられ(図4-8), フラッシュオーバー電圧分布はワイブル分布になる。(4.3)

コンディショニング後の高い $V_{F.O.}$ は大気圧と同様に鏡面の電界分布から求めた値127KVに達する。

表 4-1 高気圧 SF₆ ガス中の直流フラッシュオーバー電圧特性, 50φ球-平板, ギャップ長 3mm

ガス 圧力	電極材料 表面粗さ } の影響		フラッシュオーバー電圧の分布		コンディ ショニング グ効果	フラッシュオーバー電圧 KV	
			正規分布	ワイブル分 布		50	100
1 atm	無	関 係	○			○	5 atm の 理論破壊電圧
	50 S 50 μm 凹 凸	電極材料 に無関係	○			↑ 1 atm の 理論フラッシュオーバー電圧	○
5 atm	0.5 S (鏡 面)	アルミニ ウム	○				○
		ステンレス	○				○
				○	○	●	●
		黄 銅		○	○	●	●
	微 細 な 凹 凸			○	○	●	●

- 注 1) フラッシュオーバー電圧の変動の中を実測値の最大値と最小値の差として図中に——なる表示で表わす。
 2) コンディショニング過程でフラッシュオーバー電圧が上昇する領域は図中に-----なる表示で表わす。
 3) フラッシュオーバー電圧の分布が正規分布に従う場合は 50 % フラッシュオーバー電圧値を○印で示す。
 4) 最初のフラッシュオーバー電圧が最小フラッシュオーバー電圧となる場合はその値を・印で示す。

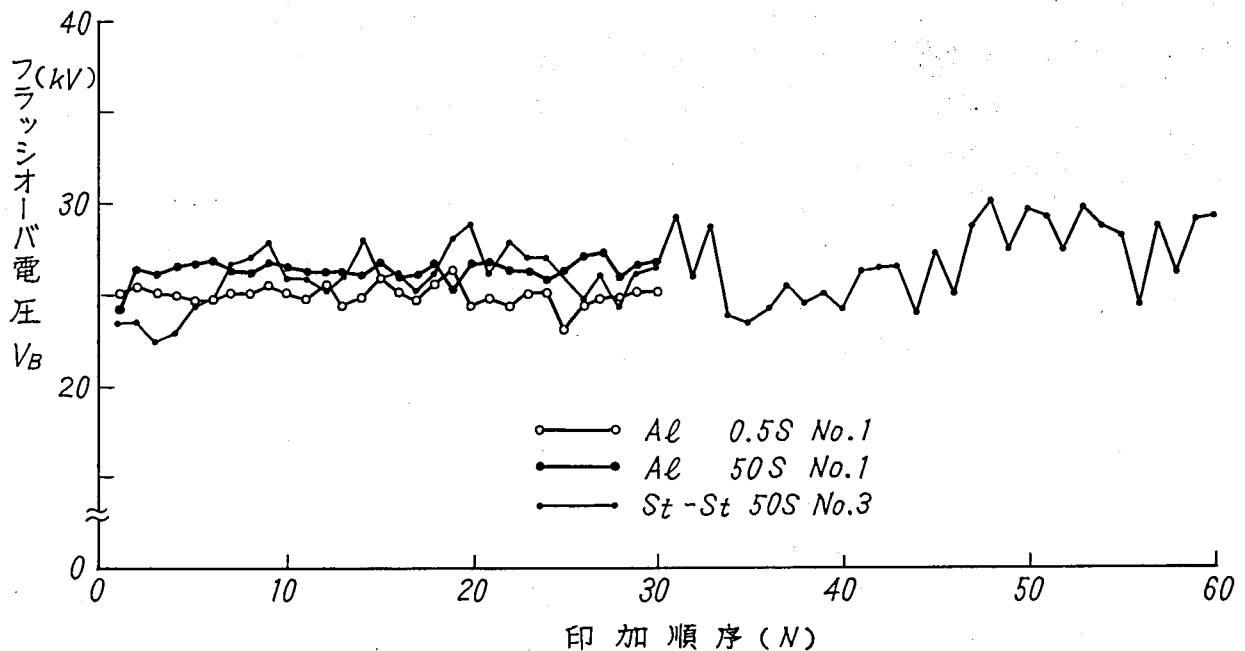


図 4-7 コンディショニング効果のみられない大気圧
(1.03 Kg/cm² 20℃)のフラッシュオーバー電圧の履歴

② 丸みをおびた凹凸のある電極……材料に無関係に $V_{F.O.}$ は鏡面とみなした電極表面電界によるフラッシュオーバー電圧 127KV の 70% にまで低下する。コンディショニング効果は無く $V_{F.O.}$ の累積確率分布は正規確率分布になる。 $V_{F.O.}$ は $50\text{ }\mu\text{m}$ の凹凸による電界上昇を考慮して求められる。(計算方法は4.3節で述べる)

③ 微細な凹凸のある電極……コンディショニングに用いるフラッシュオーバー回数は鏡面電極に比べて非常に多い。(30~60回以上)

最初の $V_{F.O.}$ は極めて低く鏡面とみなした値 127KV の 65% 程 (83KV) になる例もある。

④ 単一の針状突起のある電極……針状突起が多数回のフラッシュオーバーの放電電流によって熔融し消滅する迄は、 $V_{F.O.}$ は鏡面とみなした値 127KV の 50% (63KV) にまで低下する。この場合フラッシュオーバー路は針状突起から延び出す。 $V_{F.O.}$ の累積確率分布は傾き1のワイブルプロットに良く合う。

なお $5.03\text{Kg}/\text{cm}^2$ のガス圧で鏡面電極と丸みをおびた凹凸電極につき、裁断ギャップを動作させてフラッシュオーバー時の電流を絞る電極表面の損傷を少なくした。 $V_{F.O.}$ の大きさは裁断ギャップの動作の有無に関係がなかった。この原因は常に $1\text{M}\Omega$ の直列抵抗で電流が制限されるので、放電損傷が少ないと考えられる。

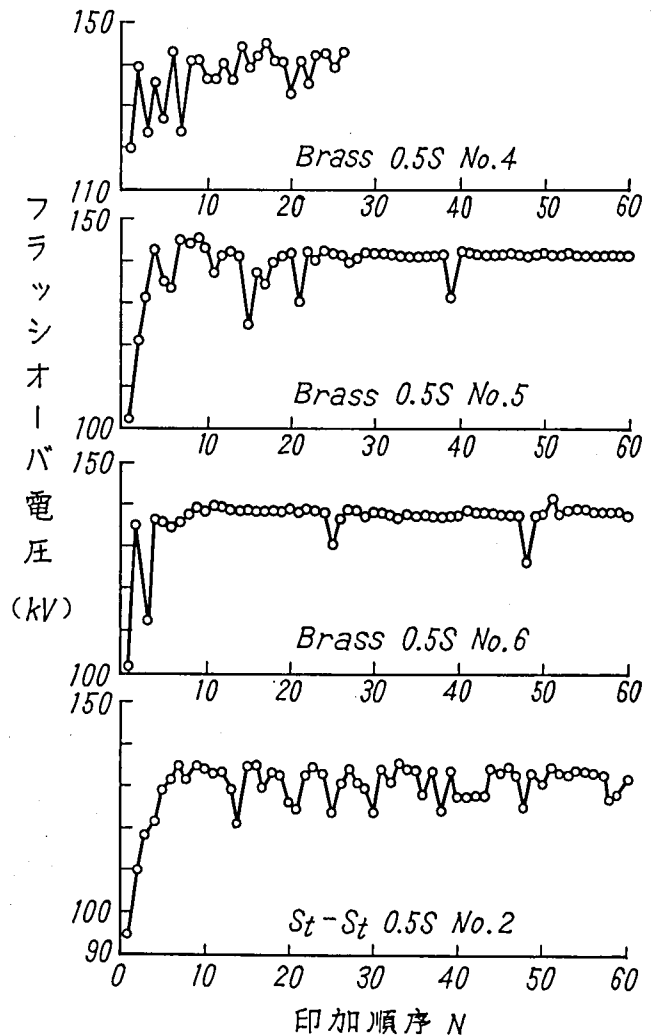


図4-8 コンディショニング効果のあるフラッシュオーバー電圧の履歴 ($5.03\text{Kg}/\text{cm}^2$, 20°C)

4.3 表面粗さと暗電流特性

4.3.1 実験の目的と実験方法

前節で、電極効果をもたらす諸因子(電極材料、表面粗さ、ガス圧)の中で、表面粗さがフラッシュオーバー電圧の低下に大きく影響することが明らかになった。高気圧 SF_6 ガスのフラッシュオーバー特性におよぼす「表面粗さ効果」については既に数多くの報告(4.4)~(4.9)がある。

いづれの報告も、表面の微小突起の性質を放電機構面から検討しないで、フラッシュオーバー電圧に合うように仮定を設けて計算しており、表面状態の本質を明らかにするものでない。

たとえばフラッシュオーバー過程としては、大気中の平等電界ギャップと同様に、コロナ放電開始電圧=フラッシュオーバー電圧

のモデルが仮定されている。

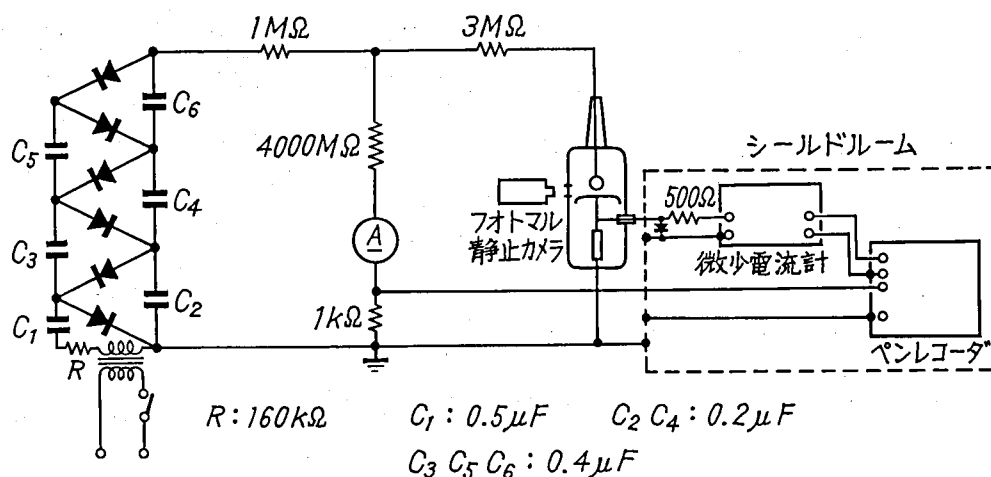
しかしながら、1973年に山田氏ら^(4.10)、1974年に筆者ら^(4.11)が報告した通り、フラッシュオーバー電圧が低下する高気圧領域では、フラッシュオーバーに先立って暗電流が流れる。この暗電流が流れることから、フラッシュオーバーに先立って電荷が発生し移動する機構を検討することが、表面粗さと耐電圧特性とを明確に関係づけるために重要である。

本節では、走査型電子顕微鏡と微小電流計とを用いて、表面の突起形状と暗電流特性との関連を実験的に明確にした。暗電流の測定は、負極性直流電圧を印加して行った。

〔1. 実験電極〕 実験電極は、フラッシュオーバー電圧の測定に使用した50φ球-260φ平板電極を用いた。ギャップ長は3mmである。

試料電極（陰極側球電極の一部）の材料はステンレススチール18-8、黄銅、アルミニウムの3種類、表面粗さは、鏡面、丸みをおびた凹凸、微細な凹凸の3通りである。（凹凸形状の詳細は4.2.2を参照）

〔2. 暗電流の測定回路〕 電圧の印加および暗電流の測定回路は図4-9の構成である。



微小電流計: TR8641D (タケダ理研製)

フォトマル: R106 (浜松テレビ製)

ペンレコーダ: 2ペン式 TYPE 3047 (横河電機製)

図4-9 直流電圧印加および暗電流測定回路

デジタル微小電流計TR8641D (タケダ理研製)の応答速度は1secであるので、実際にパルス的に流れた電流は記録紙の電流波形のパルス成分のピーク値よりも大きい。

また連続して流れる暗電流の検出限界は0.1 nAである。


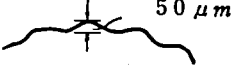



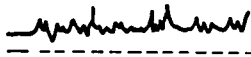
電圧の印加は、フラッシュオーバー電圧の約60%付近からフラッシュオーバーに到る迄、2分間一定電圧を印加し5~10KV間隔で上昇させた。また局部微小放電を観測する場合や、電圧一定にした場合の暗電流の測定のために最高43分間の一定電圧の印加も行った。

4.3.2 暗電流特性

1気圧では、表面粗さや電極材料に関係なく、0.1 nA以上の暗電流は検出されなかった。

一方5気圧になると、表面粗さ特に形状の違いが暗電流の大きさや継続時間に大きく影響することが明らかになった。表4-2には、3種類の表面形状に対応して流れる暗電流波形の型式を分類して示し、合わせてフラッシュオーバー電圧特性の特徴も記入した。

表 4-2 電極表面形状が暗電流とフラッシュオーバー電圧特性に及ぼす影響

	電 極 表 面 形 状		
	A型：鏡 面 (0.5 S)	B型：丸みを帯びた凹凸	C型： 微細な凹凸
		例 	例 
暗 電 流 特 性	第1発目のフラッシュオーバーに先立って散発的に1 nA以上※)の暗電流がパルスのに流れる (A型) 	フラッシュオーバー回数に無関係に散発的に1 nA以上※)の暗電流がパルスのに流れる (B型) 	○フラッシュオーバー回数に無関係にパルスの重畳した0.1 μAオーダの直流成分の暗電流が流れる ○フラッシュオーバーは直流成分の増加によって生じる (C型) 
破壊電圧特性	○数回のフラッシュオーバーを伴うコンディショニング過程あり→累積フラッシュオーバー電圧分布はワイブル分布 ○コンディショニング後のフラッシュオーバー電圧は理論フラッシュオーバー電圧に一致 (計算は容易)	○コンディショニング過程無し→累積フラッシュオーバー電圧分布は正規分布 ○フラッシュオーバー電圧は電圧は電極近傍の局部電界上昇を考慮した理論フラッシュオーバー電圧に一致 (計算は容易)	○非常に多数回(60回以上)のフラッシュオーバーを伴うコンディショニング過程あり→累積フラッシュオーバー電圧分布はワイブル分布 ○フラッシュオーバー電圧はフラッシュオーバー回数と共に徐々に上昇 ○局部放電開始電圧は計算できる。
フラッシュオーバー電圧の低下要因	電極表面の微小な突起または浮遊塵埃の存在によるものと推定される。	規則的な50 μmの凹凸→局部電界上昇	鋭利な5~25 μmの微小突起→局部放電

※) 測定系の応答特性は速いパルス成分には追従できない。

以下に暗電流の流れる5気圧の場合について説明する。

① 鏡面（暗電流特性A型）……1 nA以上のパルスの暗電流が最初の電圧印加の場合だけ流れる。図4-10はその一例で印加電圧80 kVにおいて6 nAの鋭い電流パルスが生じている。

このようなパルス性の暗電流が流れる原因究明は非常に難しく、次の機構を想定している。研磨後の鏡面電極にはアセトン掃きの後もいくらかの微小突起あるいは浮遊粒子が付着している。その先端から電界放出あるいは突起先端の高電界領域での電離によって電流が流れ、この電流によって突起が加熱融解して電流が流れなくなる。実際にSEMにより研磨後の電極表面写真を撮ると、図4-2のように、二次電子を放出し易い微小突起あるいは付着粒子の存在が確かめられる。すなわち図で白い部分は二次電子の放出量の多い個所を示している。

なお、フラッシュオーバー後の電極表面は、図4-11のSEM写真のように、なだらかな起伏に変化する。鏡面電極では、コンディショニング後のフラッシュオーバー電圧は表面に凹凸のない電極についての計算値にまで上昇しており、図4-11のなだらかな起伏は暗電流が流れにくい形状であると考えられる。

② 丸みをおびた凹凸（暗電流特性B型）……鏡面電極と相違するのは、図4-12に示すように、電圧印加回数に関係なく1 nA以上の暗電流が連続して流れ約30秒間に達する場合もあることである。

③ 微細な凹凸（暗電流特性C型）……3種類の電極材料共に暗電流が連続して流れる。

暗電流は、フラッシュオーバー回数や印加電圧によって、大きさや継続時間が変化する。表4-3に暗電流の流れ始める電圧とフラッシュオーバー電圧とを、電圧印加順序にしたがってまとめた。なお表には、○暗電流の流れ始めの大きさ。○暗電流の時間特性（連続又はパルス）についても記述している。

次に表をもとに、微細な凹凸の場合の暗電流の特徴について述べる。

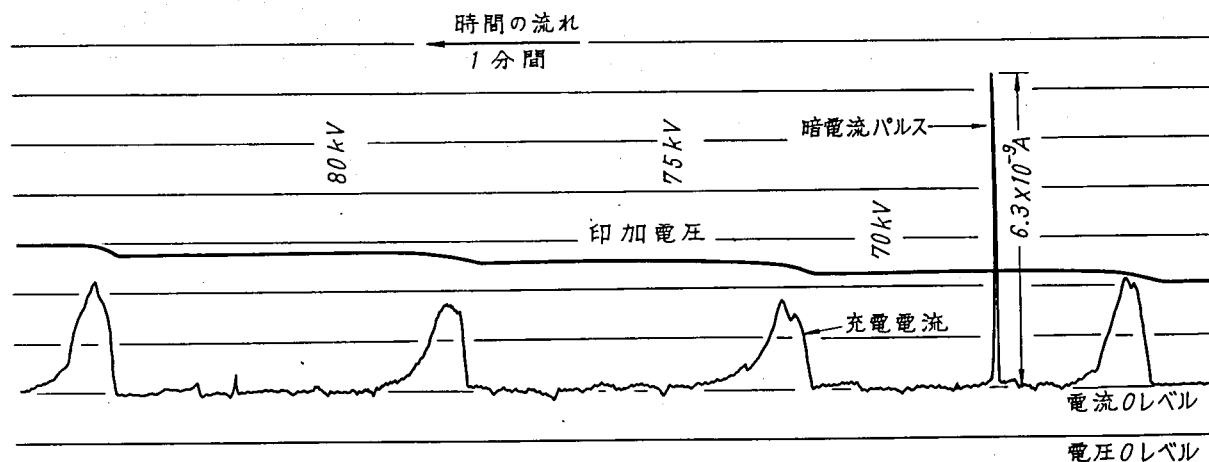


図4-10 鏡面電極でのSF₆ガス中暗電流パルス波形
：ガス圧 5.03 kg/cm², ギャップ長 3 mm, 50 φ 球
(黄銅) - 260 φ 平板 (ステンレス)



図4-11 60回フラッシュ後の鏡面電極
(黄銅)の走査型電子顕微鏡写真

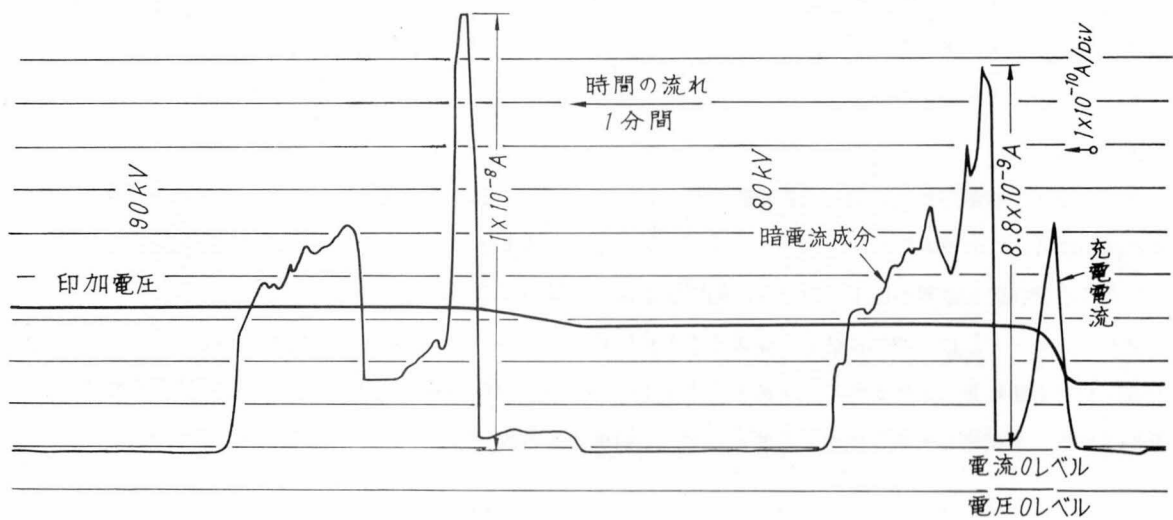


図4-12 丸みをおびた $50\mu\text{m}$ 凹凸電極での SF_6 ガス中暗電流波形
：ガス圧 $5.03\text{Kg}/\text{cm}^2$ ，ギャップ長 3mm
 50ϕ 球(ステンレス)－ 260ϕ 平板(ステンレス)

表4-3 微細な凹凸電極での暗電流開始電圧

(5.03 Kg/cm², SF₆ ガス, ギャップ長3mm, 50φ球-平板)

材料	電加 圧順 印序	暗電流の 流れはじ める電圧	フラッシ オーバ 電 圧	印 加 電 圧 (KV)						
				50	60	70	80	90	100	110
ステン レス	1	62 KV	94 KV	1×10 ⁻¹⁰ A(連続) └──────────────────┐○						
	2	79	87	暗電流流れはじめ 1×10 ⁻¹⁰ A(連続) 絶縁破壊 └──────────┐○						
	3	93	108	1×10 ⁻⁹ A以上(パルス) 1×10 ⁻⁸ A(連続)○						
黄 銅	1	56	83	2×10 ⁻¹⁰ A(連続) └──────────────────┐○						
	2	84	94	1×10 ⁻⁸ A以上(パルス) 2.2×10 ⁻⁸ A(連続)○						
	3	88	95	12×10 ⁻⁸ A以上(パルス) 2×10 ⁻⁷ A(連続)○						
	4	88	89	1×10 ⁻⁷ A(連続) └──┐○						
	5	89	99	6.5×10 ⁻⁸ A(連続) └──────────┐○						
アル ミ ニ ウ ム	1	49	86	2×10 ⁻¹⁰ A(連続) └──────────────────┐○						
	2	75	84	2.1×10 ⁻⁹ A以上(パルス) 1×10 ⁻⁷ A(連続)○						

暗電流が連続して流れる場合は実線, パルスのに流れる場合は点線で示す。

。 印加電圧に対する暗電流値の変化が非常に大きい。たとえば, 最初の電圧印加ではフラッシュオーバ電圧の約70%の電圧印加で, 0.1 nAの定常電流に1 nA以上のパルス電流が重畳して流れる。一方フラッシュオーバ電圧付近になると0.1 μAオーダーにも達する。

。 10 nAの定常電流が流れると, 微細な凹凸付近に局部微小放電が生ずる。この局部微小放電の詳細については4.3.3節で説明する。

。 フラッシュオーバ電圧に近い電圧を長時間(2分間以上)印加すると, 図4-13のように時間の経過と共に定常電流が徐々に減少する。これはストレスコンディショニング効果(注4.1)で, 微細突起先端が局部放電電流のジュール加熱で溶け出し丸みを帯び先端電界が低下する結果, 局部放電電流が減少すると考えられる。

。 フラッシュオーバ回数の増加に従い, 暗電流の流れ始める電圧とフラッシュオーバ電圧が上昇する。これはスパークコンディショニング(注4.2)といわれる現象に対応するものである。すなわち, フラッシュオーバ時の放電電流で鋭利な突起が丸みをおびた突起に変化し先端電界が低下するので, その後の暗電流の開始やフラッシュオーバの電圧が上昇する。

4.3.3 微細な凹凸における暗電流の発生機構

暗電流測定によって, 電極表面に微細な凹凸があると, フラッシュオーバに先立って0.1 μAオーダーの暗電流が流れるという重要な事実が明らかとなった。

暗電流の流れる原因としては, 次の二つの可能性が考えられる。

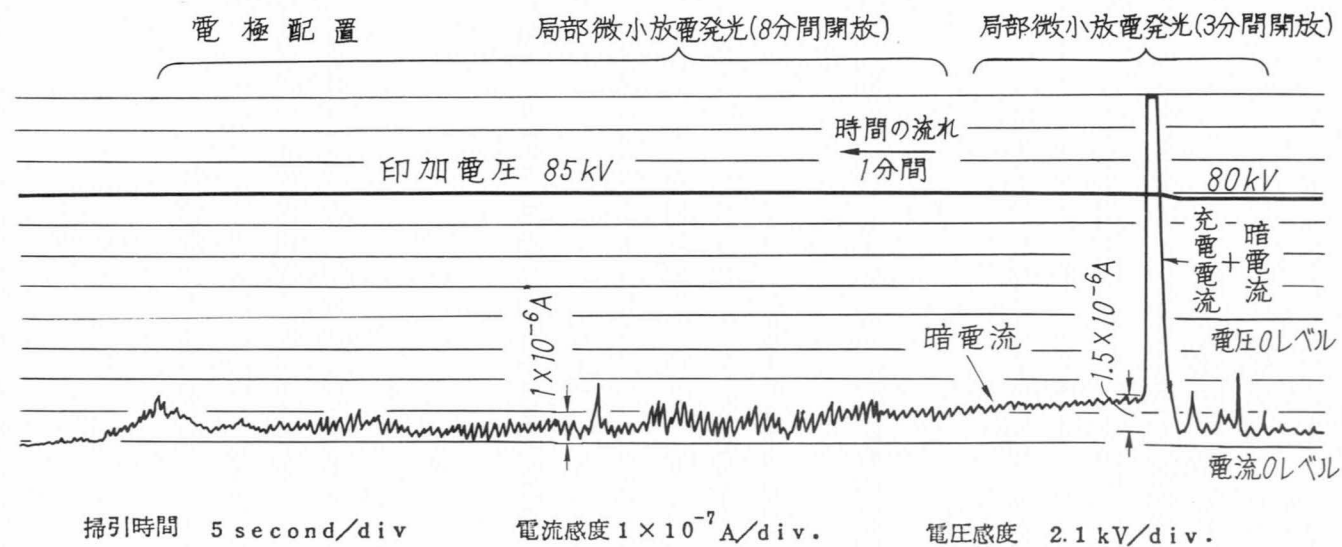
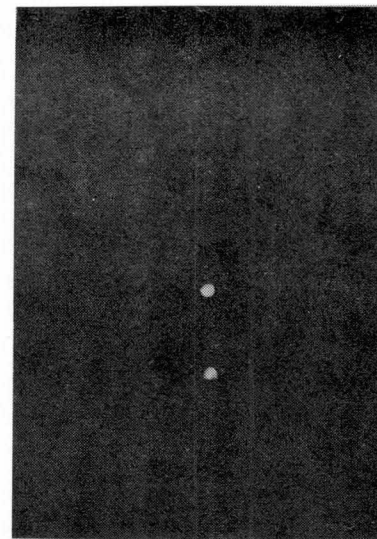
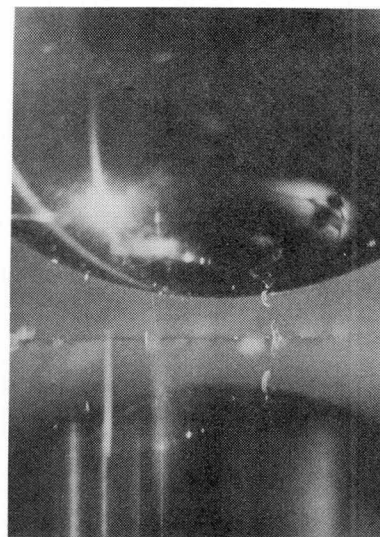
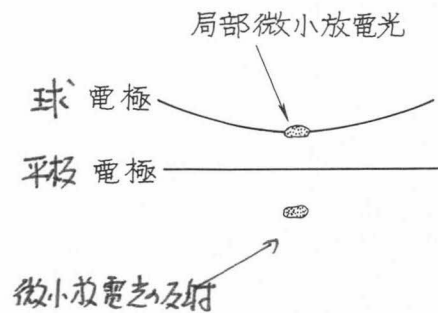


図4-13 微細な突起つき電極におけるSF₆ガス中暗電流と局部微小放電：
 ガス圧 5.03 kg/cm²，ギャップ長 3 mm，50 φ球（アルミニウム）
 - 260 φ平板（ステンレス）

(a) 電界放出：突起先端の電界上昇に伴ない、電子の電界放出による電流。

(b) 局部放電：突起先端付近のガス中で、局部電界上昇に伴ない電離増倍による電流。

筆者は、暗電流の増加に対応する電極表面の微小な発光を観測したことにより、暗電流が局部放電によることを確認した。発光の検出方法として、○光電子増倍管（浜松テレビ製 R 1 0 6, S 2 0）による観測 ○静止カメラ（F 1.4, Tri×フィルム, 増感現像処理 ASA 3 0 0 0 相当）による長時間露光（2～8分間）を実施した。その結果静止カメラの観測から、図 4-13 に示す通り、10 nA 程度の定常電流が流れると局部放電による発光が微細な凹凸のある球電極表面で生じている。したがって、微細な凹凸のある電極間のフラッシュオーバーは突起からの局部放電を経て生ずることが明らかとなった。

なお、鏡面および丸みのある凹凸電極では、どちらの方法によっても発光を検出できなかった。これらの電極で生じる暗電流が電界放出または局部放電によるものかは不明である。

4.4 表面粗さがフラッシュオーバー電圧の低下に及ぼす影響の解析

4.4.1 単一突起による放電開始電圧の計算

前節までの実験的検討の結果、表面に凹凸のある電極ではフラッシュオーバー電圧が低下している。この表面粗さがフラッシュオーバー電圧の低下に及ぼす影響を解析する方法として、4.1 序で述べたマイクロな取扱いがある。この方法は単一の突起を仮定して放電開始電圧を計算するものである。筆者もこの方法を用いて、丸みをおびた凹凸電極、微細な凹凸電極について次の過程で放電開始電圧を計算した。

突起先端から電界方向に x 座標をとり放電開始条件として

$$\begin{aligned} x &= x_c \\ \int \bar{\alpha} dx &= K \\ x &= 0 \end{aligned} \quad (4-2)$$

をとる。ここで $x=0$ は突起先端の位置、 x_c は電子がストリーマに転換する位置で SF_6 ガスの実効電離係数 $\bar{\alpha}$ が 0 となる所でもある。 SF_6 ガスの実効電離係数 $\bar{\alpha}$ としては次式を用いた。(4.10)～(4.11)

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta = 27.7 (E - 89 p) \quad (4-3)$$

また(4-2)式の定数 K について宅間氏らは

$$K = \ln \left\{ \frac{24 \pi \epsilon_0 D E_c}{e k} \int_{x=0}^{x=x_c} \frac{dx}{E} \right\} \quad (4-4)$$

ϵ_0 : 真空誘電率, D : 電子の SF_6 ガス中の拡散係数, E_c : $\bar{\alpha} = 0$ となる点の極限電界, e : 電子の電荷, k : 電子の移動度

を与えているが^(4.14)ここでは簡単のために最近しばしば用いられている定数 10.5 を使用した。(4-3)式の電界分布としてどのような値をとるかが問題となるが、ここではそれぞれの突起形状について以下のように取り扱った。

○丸みをおびた $50 \mu m$ の凹凸電極：光学顕微鏡による低倍率 ($\times 60$) の拡大断面図 (図 4-3) に従って、この断面形状に近い等電位面について計算した凹凸先端部分の電界変化は図 4-14 の通りである。電界上昇の著しい領域の電界分布を次の一次式で近似する。

$$\frac{E(x/a)}{E_0} = -0.293 \times \left(\frac{x}{a} \right) + 2 \quad (4-5)$$

a : 突起の高さ, x : 突起先端からの距離

また後の計算に便利ように (4-2) 式を次のように変形する。

$$(p \times a) \times C \int_1^{\frac{xc}{a}} \left(\frac{E(x/a)}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \right) d\left(\frac{x}{a}\right) = K \quad (4-6)$$

上式に次の諸量を代入する。

$$a = 50 \mu\text{m}, C = 27.7 (\text{KV})^{-1}, K = 10.5, (E/p)_{\text{crit}} = 89 \text{KV/cm} \cdot \text{atm}$$

さらに (4-5) 式を入れて積分すると (4-6) 式は次式になる。

$$\frac{E_0}{p} = \frac{1}{2.914} \left\{ (151.9 + \frac{22.2}{p}) - \sqrt{(151.9 + \frac{22.2}{p})^2 - (151.9)^2} \right\} \frac{\text{KV}}{\text{cm} \cdot \text{atm}} \quad (4-7)$$

(4-7) 式をもとにガス圧に対するフラッシュオーバ電圧値を求めると図 4-15 のグラフ 1 になる。

○ 微細な凹凸電極：走査型電子顕微鏡写真 (図 4-4) を参考にして突起を図 4-16 のような半回転楕円体で近似する。この場合の突起近傍の電位分布および電界分布はそれぞれ (4-8), (4-9) 式で表わされる。

$$V(x) = E_0 (x+a) \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{x+a+c}{x+a-c} - \frac{c}{x+a}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} \quad (4-8)$$

$$E(x) = E_0 \left[1 - \frac{1}{\frac{1}{2} \ln \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{x+a+c}{x+a-c} - \frac{(x+a)c}{(x+a)^2 - c^2} \right\} \right] \quad (4-9)$$

ただし E_0 は一様電界, $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ をあらわす。

局部放電開始電界は, 放電開始条件 (4-2) 式と臨界条件 $E(X_c)/p = (E/p)_{\text{crit}}$ とから導出できる。

すなわち, (4-2) 式を積分した次式に

$$C \left\{ (V(x_0) - V(X_c)) - \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \times p \times (X_c - 0) \right\} = K \quad (4-10)$$

電位を表わす (4-8) 式を代入すると変形式(a)を得る。

$$E_c(X_c+a) \times \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{X_c+a+c}{X_c+a-c} - \frac{c}{X_c+a}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} = \frac{K}{C} + \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \times p \times X_c \quad (a)$$

また, (4-9) 式の電界を用いると, $E(x_c)/p = (E/p)_{\text{crit}}$ は(b)式で表わされる。

$$\frac{E_0}{p} \times \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{X_c+a+c}{X_c+a-c} - \frac{(X_c+a)c}{(X_c+a)^2 - c^2}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} = \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \quad (b)$$

したがって, (a), (b) 式より xc を求めると局部放電開始換算電界 E_0/p が (4-11) 式より求まる。

$$\frac{E_0}{p} = \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \times \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{X_c+a+c}{X_c+a-c} - \frac{(X_c+a)c}{(X_c+a)^2 - c^2}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} \quad (4-11)$$

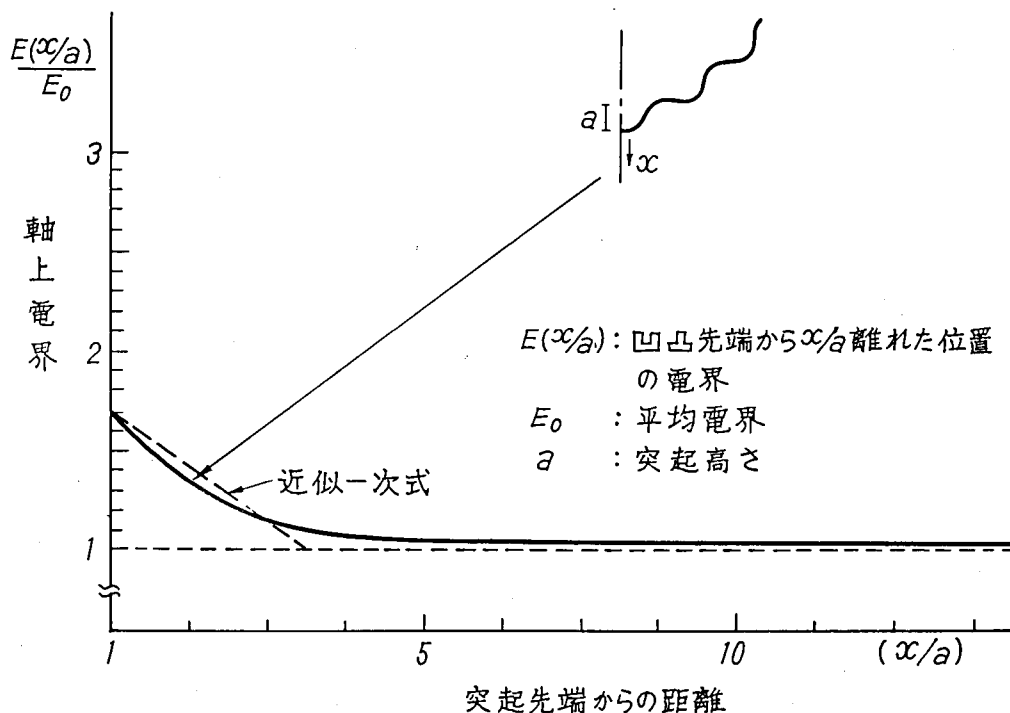


図4-14 丸みを帯びた凹凸の突起近傍の電界上昇

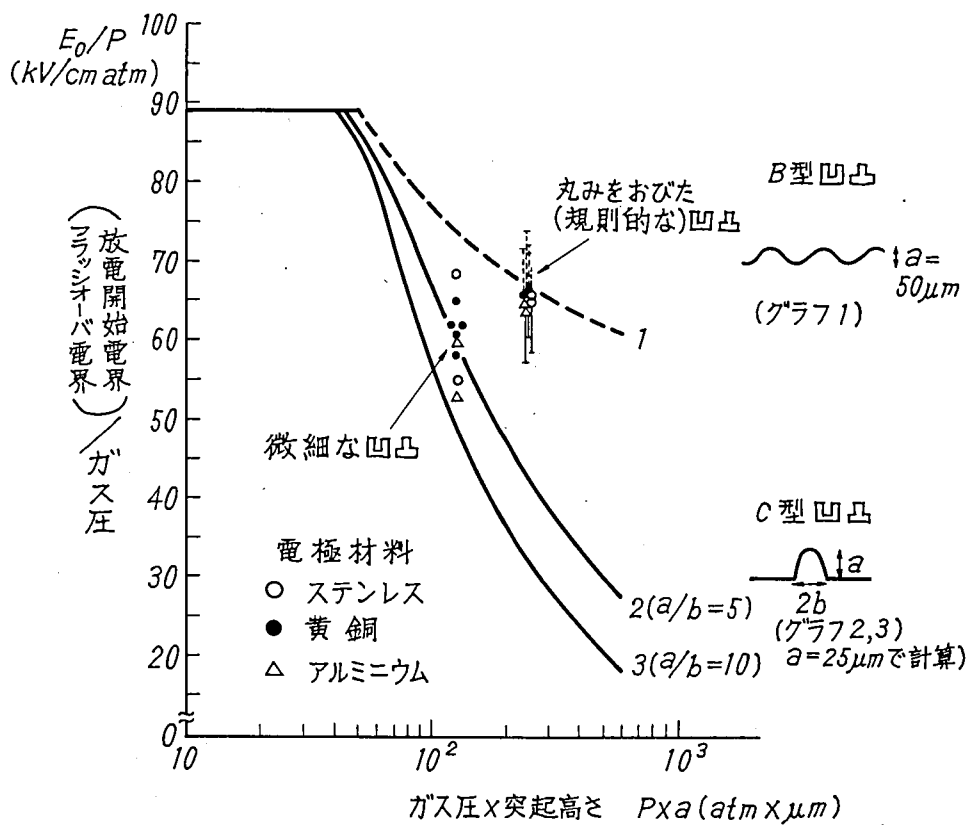


図4-15 凹凸によるSF₆ガス中放電開始電界の低下

今回は突起形状を $a/b = 5, 10$, 突起高さ a を $25 \mu\text{m}$ として図 4-15 のグラフ 2, 3 として示した。なお、実際は球電極であるので、(4-7) 式の E_0 , (4-10) 式の $E(X_c)$ とは相違するが、微小な凹凸や突起による電界変化と比べてほぼ一様とみなした。

E_0 , $E(X_c)$ としては球先端の巨視的電界を採用した。なお、 50ϕ 球—平板、ギャップ長 3 mm の場合球先端の巨視的電界は平均電界の 1.08 倍となる。

4.4.2 実験に用いた表面粗さに対するフラッシュオーバー電圧と局部放電開始電圧の計算

実験の結果、 5 atm の SF_6 ガス中では表面粗さがフラッシュオーバー電圧と暗電流特性に大きく影響することが明らかとなった。この節では、前節で導いた放電開始電圧の値を用いて、各表面粗さのフラッシュオーバー電圧と局部放電開始電圧を検討する。

○ 鏡面……コンディショニング後のフラッシュオーバー電圧は、表面に凹凸のない電極におけるフラッシュオーバー電界 (E/P) $\text{crit} = 8.9 \text{ KV/cm} \cdot \text{atm}$ によく一致する。なおコンディショニング過程の低いフラッシュオーバー電圧は計算では求められない。

○ 丸みをおびた凹凸……実測のフラッシュオーバー電圧をもとに球先端の巨視的電界に換算すると、図 4-15 のように $6.5 \text{ KV/cm} \cdot \text{atm}$ 付近に分布する。この値は、凹凸先端の局部電界上昇を考慮し (4-7) 式から求めた計算値 (図 4-15, グラフ 1) にほぼ一致する。したがって、このような丸みをおびた凹凸電極のフラッシュオーバー電圧は、放電開始の条件式 (4-2) から求め得ることが明らかとなった。

○ 微細な凹凸……この表面形状では、フラッシュオーバーに先立って 10 nA オーダの暗電流が流れると、凹凸先端で局部微小放電が観測された。そこで、今回の暗電流測定から 10 nA の定常電流が流れ始める電圧を局部放電開始電圧として、フラッシュオーバー電圧と共にまとめたのが表 4-4 である。局部放電開始電圧とフラッシュオーバー電圧との差は、表のように大きくばらつき、 10 KV に達する場合もある。この局部放電開始電圧を、前節で求めた半回転楕円体状突起の局部放電開始電界と比較のため、電界に換算して図 4-15 に示した。実測の局部放電開始電界は、計算値 (図のグラフ 2, 3) に比べるとやや高い電界値を示している。これは、フラッシュオーバー回数の増加と共に鋭利な突起が消滅してたとえば $25 \mu\text{m}$ よりも小さな突起が残った結果と考えられる。いづれにしても、このような微細な凹凸電極では、(4-1) 式の放電開始条件はフラッシュオーバー電圧よりも低い局部微小放電開始電圧を与える。この点は従来見過されてきており、高気圧 SF_6 ガスの重要な放電機構である。

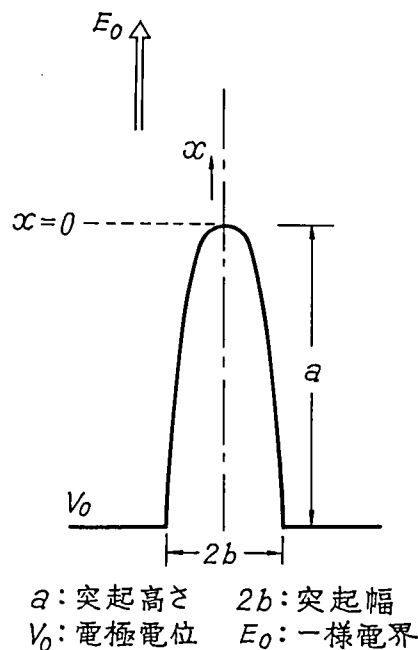


図 4-16 半回転楕円体突起

4.5 これまでの研究報告との対比

高気圧ガスの電極効果に関するこれまでの研究報告を簡単にまとめる。

① 電極材料について、1970年 A・H, Cookson 氏がこれまでの実験報告をまとめて陰極側電極の材料の違いによるフラッシュオーバー電圧の順位づけを行った。しかし、この順位は実験条件の異なった多数の報告のまとめであるので、表面

表4-4 微細な突起のある電極での局部微小放電とフラッシュオーバの比較

材 料	電加 圧順 印序	局 部 微 小 放 電		フ ラ ッ シ ョ ー バ		フ ラ ッ シ ョ ー バ 局 部 微 小 放 電	
		開始電圧	開始電界/ ガス圧	開始電圧	開始電界/ ガス圧	電 圧 差	(電界/ガス圧) 差
ステンレス	1	連続して流れる暗電流は 1×10^{-10} A		—	—	—	—
	2	79 KV	$55 \frac{\text{kV}}{\text{cm} \cdot \text{atm}}$	87 KV	$60 \frac{\text{kV}}{\text{cm} \cdot \text{atm}}$	8 KV	$5 \frac{\text{kV}}{\text{cm} \cdot \text{atm}}$
	3	98	68	108	75	10	7
黄 銅	1	83	58	83	58	0	0
	2	89	62	94	65	5	3
	3	94	65	95	66	1	1
	4	86	61	89	62	1	1
	5	89	62	99	69	10	7
アルミニウム	1	86	60	86	60	0	0
	2	77	53	84	58	7	5

注) ○局部微小放電開始電圧は 10^{-8} A以上の暗電流が連続して流れ始める際の印加電圧を示す。

○電界/ガス圧は(電圧/ギャップ長)/ガス圧を表わす。

粗さやフラッシュオーバ電圧の統計的処理方法が不明である。(4.1)

② 電極表面粗さがフラッシュオーバ電圧に与える影響について、いくつかの解析が試みられている。大別すると、電極表面の微小突起を総体的にとらえるマクロな取り扱いと適当な個々の突起形状を仮定するミクロな取り扱いの二つの方向がある。

前者では、1970年にCookson氏がコンディショニング効果に極値分布が適用できることを最初に指摘した。その後、新田氏らが微小突起を破壊を生ずる弱点と考えワイブル分布を適用して電極面積、表面粗さなどの影響を定量的に検討した。(4.4)なお弱点についてはこれまでの実験報告からワイブル確率密度関数のパラメータを決定しているだけで、放電機構の面からの追求は十分には行われていない。

後者のミクロな取扱いは、微小突起表面での電界上昇に注目して、解析的に放電開始電圧の求まる適当な形状を仮定するものである。

1973年にAvrutskii氏が回転楕円体^(4.5)、1975年にPedersen氏が半球^(4.6)、1976年にBerger氏が半球棒^(4.7)の突起形状について検討している。

③ 電極表面積の増大と共にフラッシュオーバ電圧が低下する現象について、前述の新田氏は弱点の数の増加、Avrutskii氏は微小突起の数の増加でそれぞれ説明している。

以上の通り、いづれの報告も表面粗さと放電機構とを関連づけた実験的検討はほとんど行われていない。

④ 昭和39年11月～40年5月に世界に先きがけて実施された電力中央研究所送電機能研究委員会主催の管路気中送電路の第1次試験において、負極性500KV直流電圧印加の際に約50mAもの漏洩電流が記録されている。^(4.15)この場合電流は印加時間と共に増加し、図4-17のような経過をたどっている。この試験で使用された管路は長さ29m、導体外径114mmφ、シース内径340mmφで、SF₆ガスが絶対気圧6atm封入されている。したがって、表面積 10^5 cm²の導体が約80KV/cmの電界にさらされている。当時の管路気中送電路の試験は高気圧SF₆、テス絶縁方式の研究の初期で、導体表面粗さ、スペーサ接触部、ガス中不純物が多く存在していた可能性がある。今回の暗電流測定の結果を考え合わせる

と、当時導体表面処理が不十分で微細な突起が広い面積にわたって存在したため、導体表面の局部微小放電によって大きな漏洩電流が流れた可能性がある。すなわち導体表面電界とガス圧から $E_0/P = 13 \text{ KV/cm} \cdot \text{atm}$ となり、図4-15から突起形状を扁平回転楕円体とするとグラフ2, 3から $200 \sim 400 \mu\text{m}$ 程の突起が存在していた可能性がある。

また電流密度は、管路で漏洩電流が導体表面から均一に流れ出ていたとすると、およそ $0.5 \mu\text{A/cm}^2$ である。一方今回の実験では微細な凹凸は球表面の巨視的電界が80%の範囲にあり、面積はおよそ 0.8 cm^2 であるので電流密度は $0.4 \mu\text{A/cm}^2$ となる。

したがって、電流密度がよく一致することおよび突起の大きさの程度から考えて、管路気中送電路の1次試験の漏洩電流の原因として導体表面の微細な凹凸の影響が充分考えられる。

4.6 ま と め

主な結果を次にまとめる。

① SF_6 。ガスの放電特性に及ぼす電極表面粗さの影響は、フラッシュオーバー電圧と暗電流特性を中心に三つの代表的なタイプに分類できる。

② フラッシュオーバー電圧および暗電流は凹凸の深さだけでは定まらず、形状に大いに依存する。すなわち、 $50 \mu\text{m}$ の丸みのある凹凸電極よりも微細な $5 \sim 25 \mu\text{m}$ の突起つき電極の方が、暗電流が多く流れフラッシュオーバー電圧が低い。

③ このような暗電流の生ずる原因は、突起先端付近の高電界領域での電離による微小放電であることを発光の観測により確証した。

④ 凹凸のモデル形状を仮定して放電開始電圧を計算した。暗電流の多く流れる微細な凹凸電極では、この放電開始電圧はフラッシュオーバー電圧でなく局部微小放電電圧を与える。

実験に用いた丸みのある $50 \mu\text{m}$ の凹凸、またエメリー紙でこすった微細な凹凸は、実際のガス絶縁機器の表面粗さと比べて特に大きいものではない。また機器の表面が十分に研磨されていても、現場における組立て作業、接合作業などで僅かな傷が生じる可能性もある。その際 $10 \sim 25 \mu\text{m}$ の微小な凹凸でも鋭いと、無視できない暗電流とフラッシュオーバー電圧の低下を生ずる。

⑤ 昭和39年11月～40年5月に実施された管路気中送電路の1次試験における約 50 mA もの漏洩電流の原因として、導体表面の微細な凹凸の影響が考えられる。

(注4.1) ストレスコンディショニング……高気圧ガス中で電極に印加する電圧を長時間にわたって序々に増加すると、フラッシュオーバー電圧が上昇する現象。

(注4.2) スパークコンディショニング……平等電界を生む電極配置で、高気圧ガス中のフラッシュオーバー電圧がフラッシュオーバー回数と共に序々に増え一定電圧レベルに迄上昇する現象をいう。

参 考 文 献

4. 1 A. H. Cookson, "Electrical Breakdown for Uniform Fields in Compressed Gases" P I E E Vol.117, No. 1, P269-280 (1970)

4. 2 T. Nitta, Y. Shibuya, "Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulfur Hexafluoride"

- ride" IEEE Trans. Vol. PAS-90, No. 3, P1065-1071 (1971)
4. 3 渡辺, 河本「電極効果を考慮した直流高気圧ガス絶縁特性の解析(その1) — 電極材料, 表面粗さ, ガス圧力の影響 — 」電力中研研究報告 No.175035 (1976)
4. 4 T. Nitta, N. Yamada, Y. Fujiwara "Area effect of electrical breakdown in compressed SF₆" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-93, No. 2, P623-629 (1974)
4. 5 V. A. Avrutskii et al, "Effect of Electrode Roughness on the Electrical Strength of Compressed Gases" Sov. Phys. Tech. Phys. Vol. 18, No. 3, P386-388 (1973)
V. A. Avrutskii "Effect of electrode roughness of breakdown voltage" ibid, P389-393 (1973)
4. 6 A. Pedersen, "The effect of surface roughness on breakdown in SF₆" IEEE PES T75, 075-7, New York (1975)
4. 7 S. Berger, "Onset or Breakdown Voltage Reduction by Electrode Surface Roughness in Air and SF₆" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-95, No. 4, P1073-1079 (1976)
4. 8 R. Baumgartner, "Versuche zur Ursache der Abweichungen vom Paschengesetz in SF₆" ETZ-a, Bd. 97, H. 3, P177-178 (1978)
4. 9 O. Farish, O. E. Ibrahim, B. H. Chrichton, "Effect of electrode surface roughness on breakdown in nitrogen/SF₆ mixtures" PIEEE Vol. 123, No. 10, P1047-1050 (1976)
4. 10 山田, 藤原, 新田「高気圧SF₆中の暗電流と絶縁破壊」電学誌 Vol. 93-A, No. 1, P37-44 (1973)
4. 11 渡辺, 宅間「高気圧混合気体の絶縁破壊特性 — 平等電界での実験的検討 — 」電力中研研究報告 No. 74044 (1974)
4. 12 H. A. Boyd, G. C. Chrichton, "Measurement of ionisation and attachment coefficients in SF₆" PIEEE Vol. 118, No. 12, P1872-1877 (1971)
4. 13 M. S. Bhalla, J. D. Craggs, "Measurement of Ionization and Attachment Coefficients in Sulfur Hexafluoride in Uniform Fields" Proc. Phys. Soc. Vol. 80, P151-160 (1962)
4. 14 宅間「気体の放電機構の考察と大気圧空气中球ギャップフラッシュオーバー電圧の計算への応用」電学誌 Vol. 91, No. 1, P148-160 (1971)
4. 15 福田他「管路気中送電路直流耐圧試験結果」管路気中送電委員会資料 管一 65 (1965)

第5章 SF₆ガス放電における第二の極限電界

5.1 ま え が き

SF₆ガスの平等電界における放電開始電圧が、電極間距離 d 、ガス圧 P に対して簡単な式で表わされることが 1953 年に Geballe 氏ら^(5.1)が指摘した。

Geballe 氏らは電離係数 α と付着係数 η とが等しくなる電界（換算電界） E/P を極限電界 $(E/P)_{\text{lim}}$ と名づけ、
。 平等電界を作る電極配置は極限電界以下では放電を生じない。 極限電界は $P \times d$ が大きいときの放電開始の電界値になることなどを示唆した。

ここに、極限電界 $(E/P)_{\text{lim}}$ の値は、

$$(\alpha - \eta)/P = 0.0277 E/P - 3.26 \quad (5.1)$$

から求めるもので、 $(E/P)_{\text{lim}} = 117.7 \text{ KV}/(\text{cm} \cdot \text{Torr}) = 89 \text{ KV}/(\text{cm} \cdot \text{atm}) = 86 \text{ KV}/(\text{cm} \cdot \text{kg}/\text{cm}^3)$ である。

その後、いくらか不平等な電界分布をもつ実用的電極配置について、1968年に宅間氏^(5.2)、1970年に Pedersen 氏^(5.3)、1971年に新田氏ら^(5.4)によって検討が加えられた。その結果、前述の（換算）極限電界 $(E/P)_{\text{lim}}$ 、あるいは電界値としての $E_{\text{lim}} = 89 P \text{ (KV/cm, } P: \text{atm)}$ は、実用的には電極間の最大電界を E_m とすると、 $E_m = 89 P$ をフラッシュオーバーの条件として良いことが明らかになった。

しかしながら、Geballe 氏らの提案した極限電界は、電極表面が滑らかで凹凸の影響の無い理想状態の放電開始電界を与えるものである。表面に突起のある電極では、前章の検討結果からも明らかな通り、ガス圧が高くなると放電開始電界は前述の極限電界よりも低下する。表面粗さによっては、ガス圧に対しフラッシュオーバー電圧が飽和現象を示す場合もある。

本章では、表面に突起のある電極に対しては第二の極限電界とも言うべき放電開始電界の存在することを明らかにする。この新しい極限電界は、Geballe 氏らの極限電界（以後第一の極限電界と呼ぶ）がガス圧に比例したのとは異なり、ガス圧に関係なく突起の高さで決まる最小極限電界である。第二の極限電界は、ある粗さを有する電極に対して使用しうる電界の限界を決定するので、実用上有用であると思われる。

次節から、第二の極限電界を与える実験式の導出方法とその性質について述べ、この値をフラッシュオーバー電圧の実測により検証する。さらに第二の極限電界を決める突起の高さと、実用の粗さ（JIS規格）との関係についても検討した。

5.2 鋭利な突起による放電開始電界

5.2.1 突起による放電開始電界

SF₆ガス中の放電開始を成立させる条件式は(5-2)式である。^{(5.2)~(5.4)}

$$\int_{X_m}^{X_{\text{lim}}} (\alpha - \eta) dx = K \quad (5.2)$$

ここで x_m は電極表面の最大電界が生ずる点の位置、 X_{lim} は $\alpha = \eta$ となる位置を表わす。右辺の K の値は 4.3.4 節でも触れた通り、電子なだれの空間電荷電界が第一の極限電界 E_{lim} ($\alpha = \eta$ となる電界) を越えることを放電の条件とすることによって解析的に宅間氏によって次式で与えられている。^(5.5)

$$K = \ell_n \frac{24\pi\epsilon_0 DE_{\text{lim}}}{ek} \int_{X_m}^{X_{\text{lim}}} \frac{dx}{E} \quad (5.3)$$

ϵ_0 : 真空の誘電率, D : 電子のSF₆ガス中の拡散係数, e : 電子の電荷, k : 電子のSF₆ガス中の移動度

上式によれば平等電界では

$$K = 18.1 + \ell n d \quad (d: \text{cm}) \quad (5.4)$$

である。

また, 新田氏らは放電開始の条件として単一電子なだれがストリーマに転換するのに必要な電子数 N を 10^8 として, $K = \ell n N$ から $K = 18$ を用いている。^(5.4)

また, 最近 K の値として10.5がしばしば用いられている。この値は平等電界ギャップのバッシュン曲線(50 mmHg・cm ≤ 600 mmHg・cm)の実測値と(5.1)(5.2)式から導かれるフラッシュオーバー電圧の計算式

$$V_s = \frac{K}{0.028} + 117 p \cdot d \quad (5.5)$$

V_s : フラッシュオーバー電圧(Volt), p : 気圧(mmHg), d : ギャップ長(cm)

との比較から決定されたものである。^(5.6)(5.2)式から容易に分るように K が小さいほど放電開始電圧は低くなるので, 本論文では安全サイドという点から K の値として10.5を採用する。

(5.2)式に前述の実効電離係数($\alpha - \eta$)と E/P (電界÷気圧)との関係式(5.1)を代入すると, 電界の積分は電位となるので, 放電開始条件は次の通りである。

$$27.7 \{ V(X_{lim}) - V(X_m) - 89 p (X_\ell - X_m) \} = 10.5 \quad (5.6)$$

$V(X_{lim})$, $V(X_m)$ の単位: KV, X_{lim} , X_m の単位: cm, P の単位: atm

ここで $V(X_{lim})$, $V(X_m)$ はそれぞれ, 電極間の $\alpha = \eta$ となる位置(電極表面からの距離 X_ℓ)および電大電界の生ずる位置(電極表面からの距離 X_m)における電位である。したがって突起付近の電界分布が分れば, (5.6)式から放電開始電圧あるいは電界を得る。

5.2.2 針状突起の放電開始電界

単一の回転対称な突起として, まず図5-1のような平板上にある半回転楕円体を考える。図において a は突起高さ, $2b$ は突起の最大径を表わす。

半回転楕円体突起の軸上(図5-1では x 軸上)の電位 $V(x)$, 電界 $E(x)$ は(5.7), (5.8)式で与えられる。^(5.7) ただし $a > b$ とする。

$$V(x) = E_0 (x + a) \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ell n \frac{x+a+c}{x+a-c} - \frac{c}{x+a}}{\frac{1}{2} \ell n \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} \quad (5.7)$$

$$E(x) = E_0 \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2} \ell n \frac{x+a+c}{x+a-c} - \frac{(x+a)c}{(x+a)^2 - c^2}}{\frac{1}{2} \ell n \frac{a+c}{a-c} - \frac{c}{a}} \right\} \quad (5.8)$$

ここで E_0 は一樣な平等電界の値, $c = \sqrt{a^2 - b^2}$, x は突起先端からの距離を表わす。また突起先端を $x = 0$ としている。突起が鋭くなればなるほど, 突起先端の電界は高くなるが, 電界の上昇する範囲は逆に狭くなる。たとえば, 突起高さ a が一定の場合 a/b の値が1.05, 1.0, 1.00と順に突起が鋭くなると, 突起先端付近の電界変化は図5-2のようになる。すなわち, 半球に近い突起($a/b = 1.05$)では先端の電界上昇は平均電界の3倍程度にとどまるが, その大きさは先端から相当離れても余り低下しない。一方, 鋭い突起($a/b = 1.00$)では, 先端の電界上昇は平均電界の2300倍に達

するものの、先端から突起高さの10%の距離だけ離れると平均電界 E_0 の2倍にまで急速に低下する。

鋭い突起の極限として $b \rightarrow 0$ となった場合は図5-3に示すように、突起の存在する点で不連続な電位変動が生ずるだけで、突起以外は平等電界中の電位分布と全く等しい分布となる。

これは極めて特異な現象であるが、突起先端での電位、電界を前述の(5.7)、(5.8)式で $b \rightarrow 0$ として求めると、次に示す通り明確に導かれる。すなわち(5.7)、(5.8)式で $c \rightarrow a$ ($b \rightarrow 0$) と置くと、電位 V に関しては、

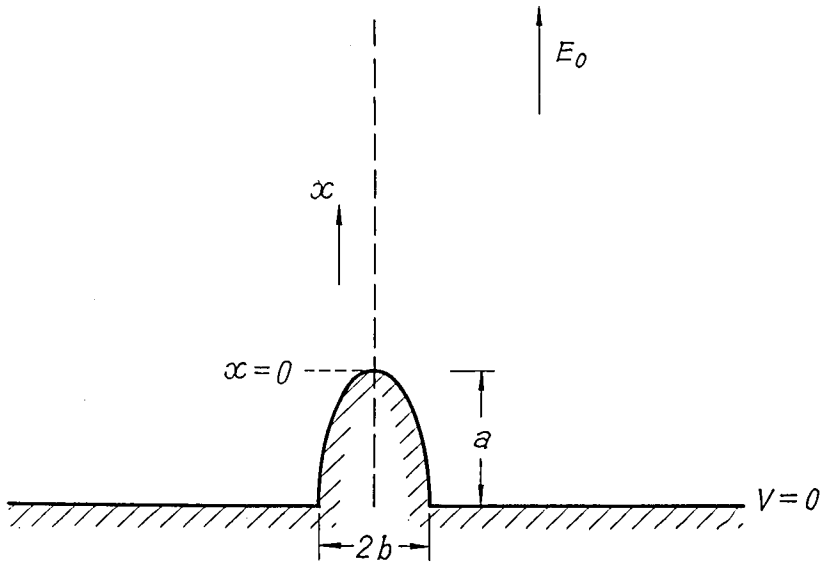


図5-1 平等電界中の半回転楕円体状突起

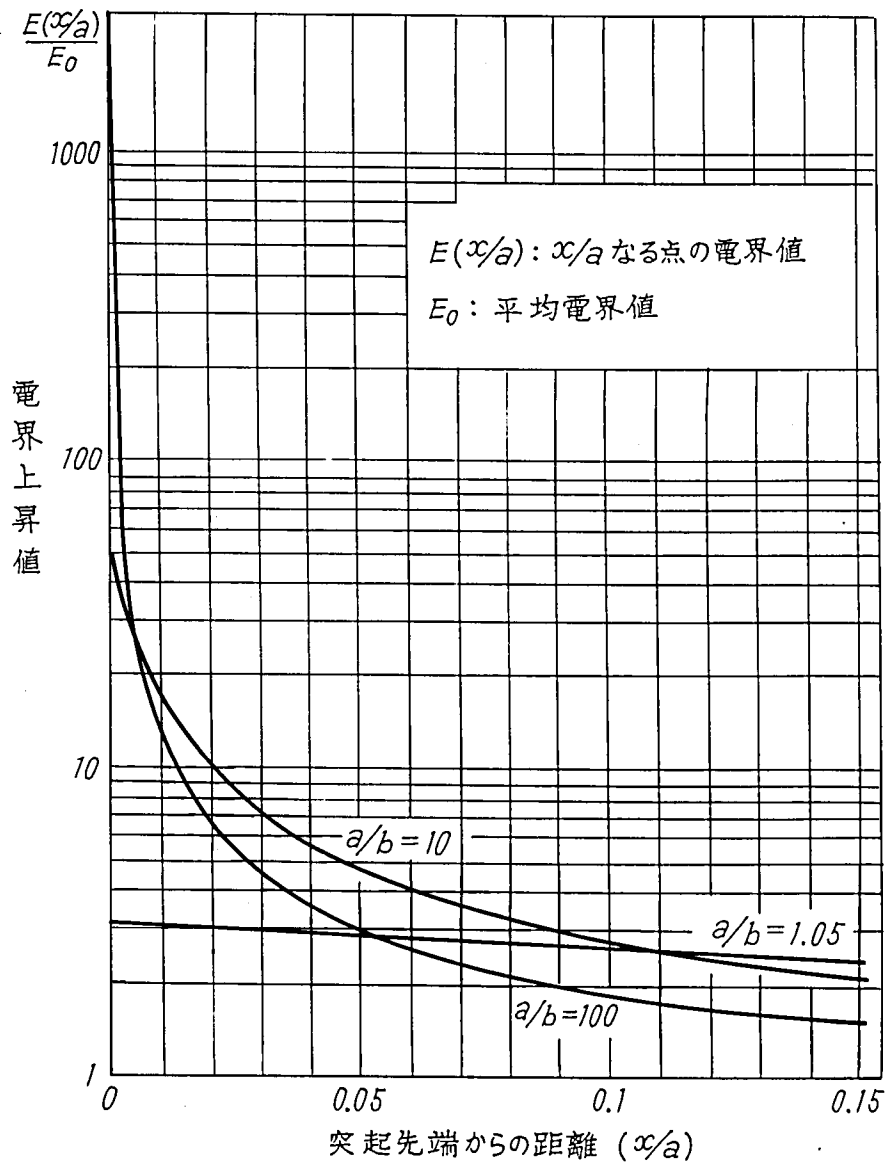


図5-2 半回転楕円体状突起先端付近の電界変化 (a = 一定の場合)

$$x=0 \text{ のとき} \quad V(0)=0$$

$$x>0 \text{ のとき} \quad V(x)=E_0(x+a)$$

((5.7)式の括弧内の分母が無限大になるため)

同様に電界Eに関しては、 $x=0$ のとき、 $E(0)=$

∞ この結果は(5.8)式で $x=0$ の場合括弧内の
 $a c / (a^2 - c^2) = a^2 / b^2$ の項が大きくなる
 ために生ずる。

$$x>0 \text{ のとき}, E(x)=E_0$$

したがって、図5-2の傾向からも類推されること

であるが、図5-3の奇妙な電界分布が生ずる。

その場合、放電開始の条件式(5.6)は

$$X_\ell - X_m = 0, \quad V(X_m) = 0$$

を考慮すると

$$V(X_\ell) = 0.379 \quad \text{KV}$$

また $b \rightarrow 0$ の極限では X_ℓ は0に近づくので、突起

先端にごく近い点の電位 $V(X_\ell)$ は図5-3に示した

ように $E_0 \times a$ (a は突起高さ)に等しい。すなわち、放電開始の電界 E_0 が(5.9)式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_0 &= 0.379 / a \quad (\text{KV/cm}, a: \text{cm}) \\ &\doteq 3800 / a \quad (\text{KV/cm}, a: \mu\text{m}) \end{aligned} \quad (5.9)$$

ただし E_0 のとり得る範囲としては極限電界89P (KV/cm, Pの単位: atm)以下である。

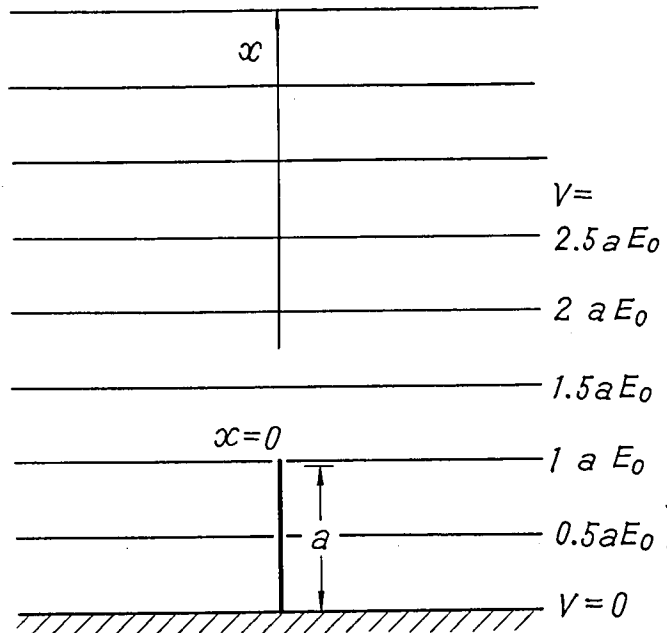


図5-3 鋭利な針状突起のある場合の電位分布

5.2.3 箔状突起の放電開始電界

次に半楕円柱状突起が平板上にある場合として図5-4の形状を考える、 a は突起高さ、 $2b$ は突起の巾を表わす。軸上
 の電位 $V(x)$ 、電界 $E(x)$ は(5.10)、(5.11)式で与えられる。^(5.8)

$$V(x) = E_0 \frac{(x+a)}{a-b} \left\{ \frac{a\sqrt{x^2+2ax+b^2}}{x+b} - b \right\} \quad (5.10)$$

$$E(x) = \frac{E_0}{a-b} \cdot \frac{a(x+a) - b\sqrt{x^2+2ax+b^2}}{\sqrt{x^2+2ax+b^2}} \quad (5.11)$$

ここで突起先端を $x=0$ にとっている。

突起先端の電界は $E_0(1+a/b)$ であるので、突起が鋭くなるに従って(高さ a が一定で、 b が0に近付くと)、先端電界が増大する。しかし、電界の増加は同じ a/b の半回楕円体(図5-1)の場合ほどは著しくない。極限状態($b \rightarrow c$)での電位の分布を図5-5に示す。針状突起の電位分布(図5-3)のように特異ではない。

極限状態での軸上の電位、電界は次式になる。

$$V(x) = E_0 \sqrt{x^2+2ax} \quad (5.12)$$

$$E(x) = E_0 (x+a) / \sqrt{x^2+2ax} \quad (5.13)$$

また放電開始の電界を(5.6)式をもとに導くと、次の通りである。

$$V(X_\ell) = E_0 \sqrt{X_\ell^2+2aX_\ell}$$

さらに、 $X_m=0$ 、 $V(X_m)=0$ を考慮すると、(5.6)式は、

$$E_0 \sqrt{X_L^2 + 2 a X_L} - 89 \cdot P \cdot X_L = 0.379 \quad (5.14)$$

また、ギャップ中の点 X_L の電界は極限電界 $E_L (= 89 P)$ に等しいので、(5.13) 式で $x = X_L$ とおくと

$$\frac{E_0 (X_L + a)}{\sqrt{X_L^2 + 2 a X_L}} = 89 P \quad (5.15)$$

(5.14), (5.15) 式から X_L を消去すると、放電開始の電界 E_0 は

$$E_0 = \frac{1}{a} \sqrt{67.5 a p - 0.144} \quad (KV/cm, a : cm)$$

$$= \frac{100}{a} \sqrt{67.5 a p - 1440} \quad (KV/cm, a : \mu m) \quad (5.16)$$

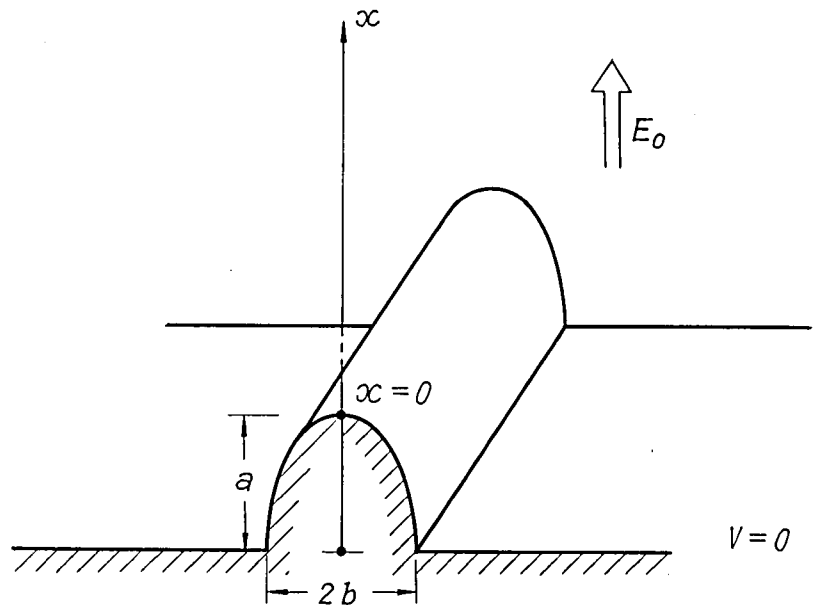


図5-4 半楕円柱状突起

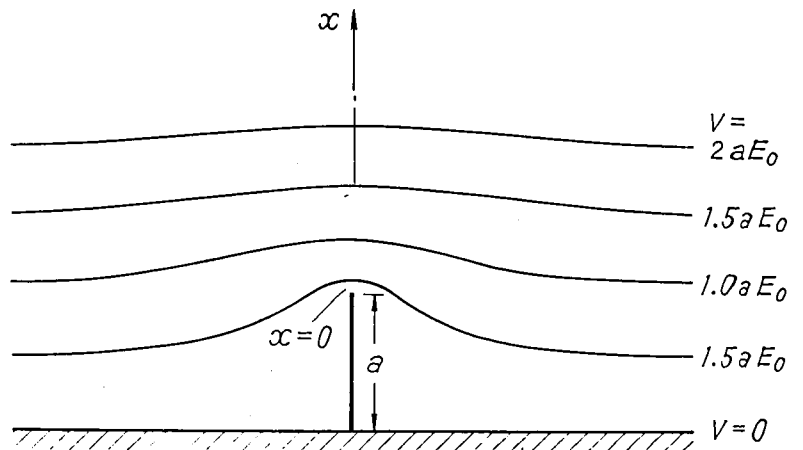


図5-5 箔状突起のある場合の電位分布

5.3 第二の極限電界の存在とその性質

図5-6に針状および箔状（二次元）突起があるときの放電開始の電界（5.9）式および（5.16）式を、突起高さ $a = 25.50, 100 \mu m$ について示した。

このグラフによれば、同じ鋭利な突起でも、箔状（連続的な二次元の）突起と針状突起ではガス圧が大きくなると著しい差がある。これは放電開始の換算電界 E_0 / P で考えて、

突起のない状態	$E_0 / P = \text{一定}$
針状突起	$E_0 / P \propto 1 / a p$
箔状突起（ $a p$ が大のとき）	$E_0 / p \propto 1 / \sqrt{a p}$

となるためである。

特に、針状突起の放電開始電界 $3800/a (KV/cm, a : \mu m)$ は、高さ a の突起が引き起こす最低の開始電界を与える一つの極限值である。本論文では、突起の無い状態での放電開始の極限電界 $89 p$ と対比し、「第二の極限電界」とよぶことを提案する。

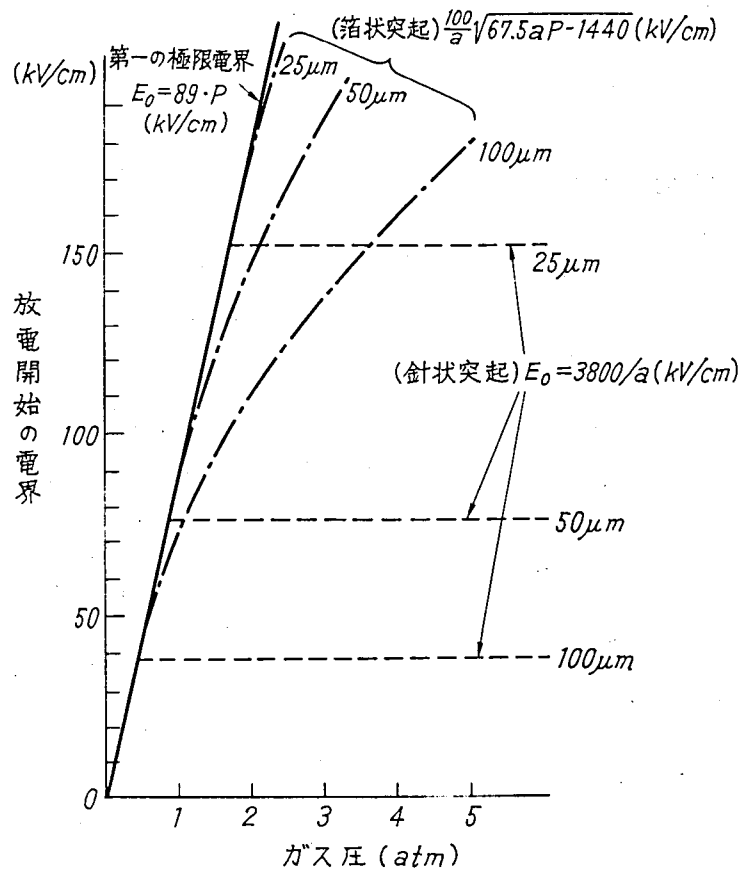


図 5-6 鋭利な突起（針状，箔状）による放電開始の電界

第二の極限電界は，第一の極限電界と同様にきわめて簡単な値であるが，後者がガス圧 p に対して比例性があるのに比べてガス圧に関係しない点が大きく相違する。

第二の極限電界のもとになる無限に細い突起という形状は非常に特別な条件のようであるが，次に検討する通り実際の突起にも適用できるものである。

半回転楕円体形状の突起による放電開始電界は，（5.6）式の放電開始条件と（5.7），（5.8）式の電位，電界分布に $X_m = 0$ ， $V(X_m) = 0$ ， $x = X_\ell$ （ $\alpha - \eta$ ） $x = x_\ell = 0$ なる条件を用いて次式で与えられる。

$$\frac{E(X_\ell)}{P} = \frac{0.379}{P} + 89 \frac{X_\ell}{(X_\ell + a)} \times \left\{ \frac{1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{X_\ell + a + c}{X_\ell + a - c} - \frac{(X_\ell + a)c}{(X_\ell + a)^2 - c^2}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a + c}{a - c} - \frac{c}{a}}}{1 - \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{X_\ell + a + c}{X_\ell + a - c} - \frac{?}{X_\ell + a}}{\frac{1}{2} \ln \frac{a + c}{a - c} - \frac{c}{a} a}} \right\} \quad (5.17)$$

突起の高さを一定にして次第に鋭く（ a/b を大きく）した場合の放電開始電界は（5.17）式から計算すると，図 5-7 の通りになる。

図 5-7 から分るように $a/b > 100$ 以上では，たとえば $p \times a = 100$ （ $\text{atm} \cdot \mu\text{m}$ ）で半回転楕円体突起の放電開始電界と第二の極限電界 $3800/a$ （ KV/cm ）とは 20～30% の差に過ぎない。

また，容易にわかることであるが，鋭利な（針状）突起と丸みをおびた突起が混在する場合は，図 5-8 に示すように比較的ガス圧の低いところでは（丸みをおびた）高さの大きな突起が影響し，ガス圧が高くなると高さが小さくても鋭い突起が放電開始電界に影響する。

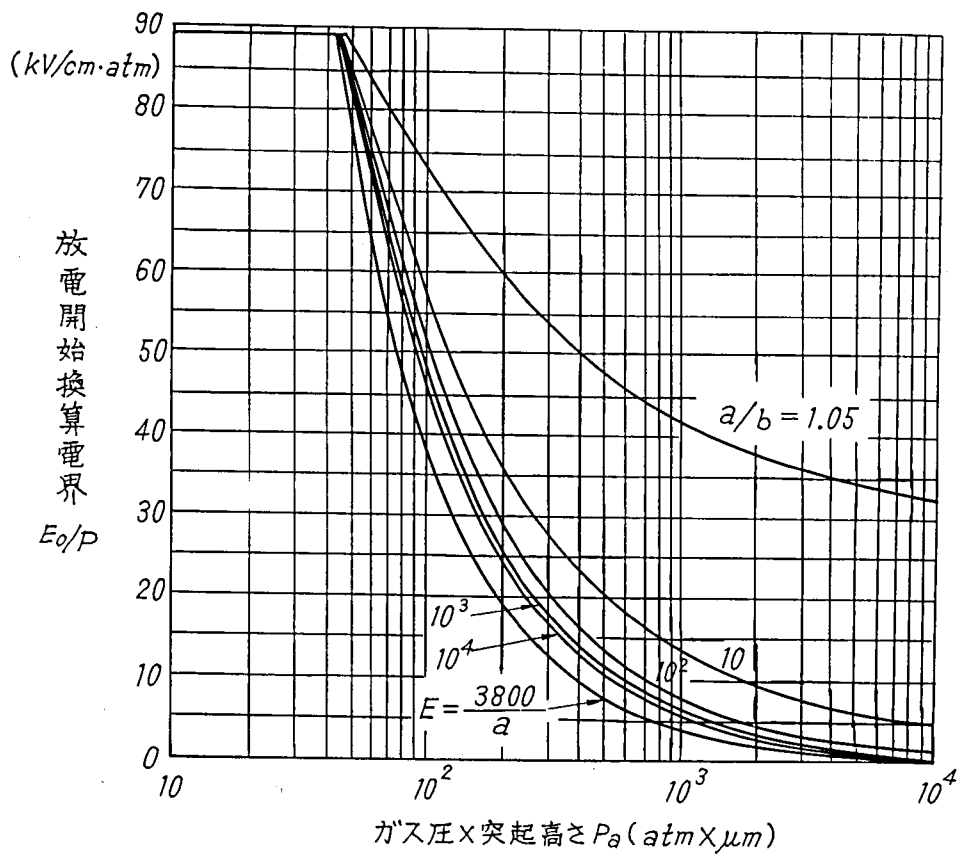


図5-7 半回転楕円体状突起の放電開始電界

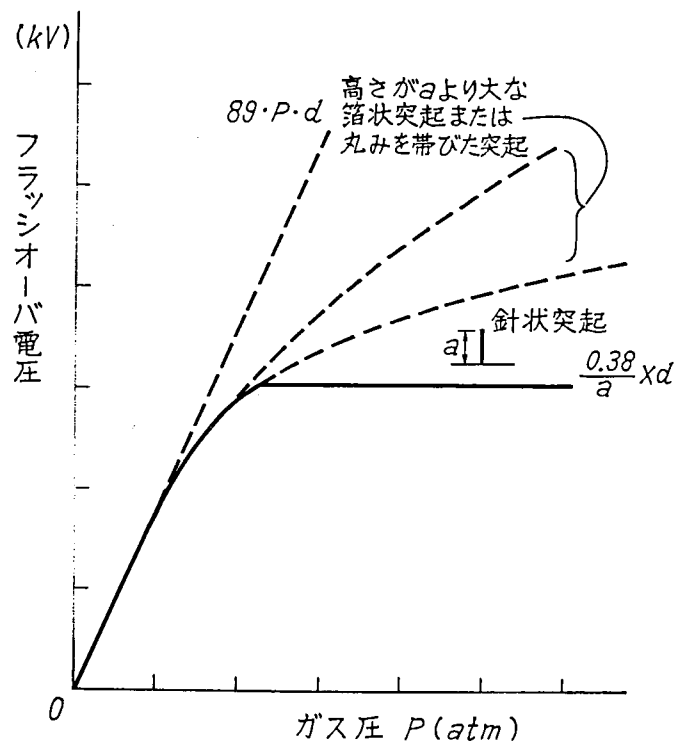


図5-8 鋭い突起（針状および箔状）による
フラッシュオーバー電圧の低下

5.4 実験結果をもとにした考察

5.4.1 実験の目的と方法

新しく提案した第二の極限電界がフラッシュオーバー電圧におよぼす影響を確かめる目的で、表面粗さの比較的大きい平板電極で直流フラッシュオーバー電圧の測定を行った。実験の目的は、次の2つである。

- 第二の極限電界の特徴である「放電開始電界がガス圧に依らず一定」というフラッシュオーバー電圧特性の確認
- 実測の表面粗さ a から得られる極限電界 $3800/a$ (KV/cm) とフラッシュオーバー電界との比較

実験電極として表面粗さが比較的大きいアルミ平板電極とグラファイト平板電極とを使用し、ガス圧 1～7 atm (絶対圧 20℃換算) の範囲で負極性直流電圧を印加した。

表面粗さの測定には、触針式万能表面形状測定器 Model SE-3C (小坂研究所製) を用いた。触針は先端半径が 10 μm 、測定力 1g 重のダイヤモンドである。

JIS規格 B0601-1976 に定める表面粗さ測定、表示法には、図 5-9 に示すように (a) 最大高さ、(b) 十点平均粗さ、(c) 中心線平均粗さの 3 通りがある。中でも一番多く使用されているのは最大高さ表示で、許し得る最大高さを区分し粗さ 3.0S、5.0S 等とよばれている。

この最大高さの求め方は、次の順序で行う。① 表面から多数の断面曲線を求め、これらの断面曲線中の基準長さを有する何本かの抜き取り部分の最大高さの平均値で表わす。基準長さの標準値は表 5-1 の区分による。② 最大高さによって表面粗さを指定するときは、特に必要のない限り表 5-2 の区分値を用いる。区分値は許し得る最も大きい最大高さを表わす。最大高さの区分値の後には S を付ける。

しかしながら規格書でも述べられている通り、目的によっては必ずしも適切な表示方法でない。たとえば、第二の極限電界を与える針状突起と関連づけるには問題がある。すなわち粗さの谷は電界分布にはほとんど影響しないにもかかわらず、前述の 3 方法はいずれも粗さの山と谷の垂直距離をもとに算出していることである。特に最大高さ、十点平均粗さの場合は山の最高高さから谷の最深深さまでがそのまま粗さに含まれる。また、中心線平均粗さ表示では山と谷の中心部分に基準面を設定しているが、山と谷の分布がアンバランス (非対称) な時は極限電界を与える量にはならない。

そこで、筆者らは表面粗さの表示方法として、放電開始電圧に直接関連する電界分布に影響するのは粗さの山だけという観点から、図 5-10 に示すように断面曲線について便宜的に平板面と見なされる基準面からの山の高さ a を粗さにとった。なお、比較のため JIS 規格の最大高さ (これを R_{max} と名づける) も同時に測定した。

表 5-1 最大高さを求めるときの基準長さの標準値

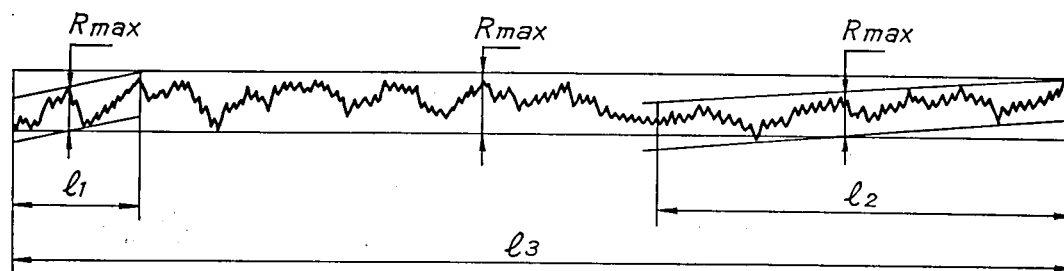
最大高さの範囲		基準長さ (mm)
を 超 え	以 下	
—	0.8 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	0.25
0.8 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	6.3 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	0.8
6.3 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	25 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	2.5
25 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	100 $\mu\text{m} R_{\text{max}}$	8

備考 最大高さは、まず基準長さを指定したうえで求めるが表面粗の表示や指示を行う場合、その都度これを指定するのは不便であるので、特に指定する必要のない限りは、この表の値を用いる。

表 5-2 最大高さの区分値

(0.05S)	0.8S	12.5S	50S	200S
0.1S	1.6S	(18S)	(70S)	(280S)
0.2S	3.2S	25S	100S	400S
0.4S	6.3S	(35S)	(140S)	(560S)

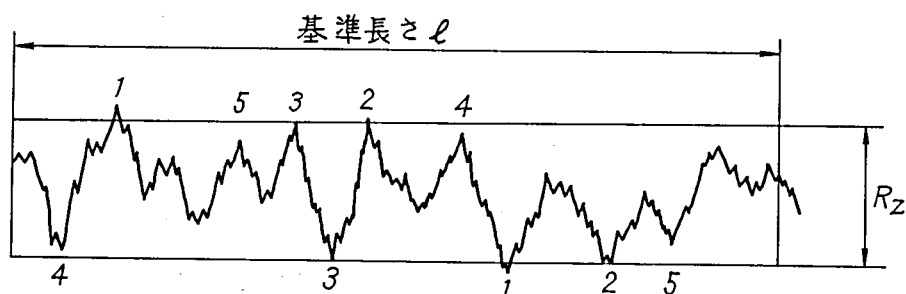
備考 括弧内の区分値は、特に必要のない限り使用しない。



l_1, l_2, l_3 : 基準長さ

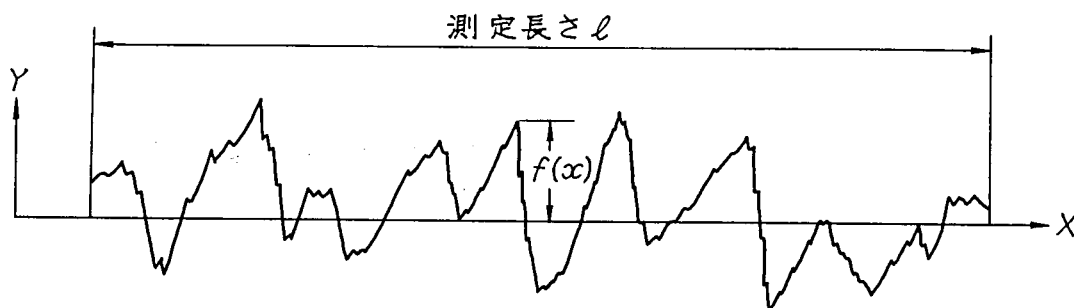
$R_{max1}, R_{max2}, R_{max3}$: 基準長さ l_1, l_2 および l_3 に対応するそれぞれの抜き取り部分の最大高さ

(a) 最大高さの求め方



JISでは、断面曲線における最高から5番目までの山頂の標高のメディアンと最深から5番目までの谷底の標高のメディアンとの差で表している。

(b) 十点平均粗さの求め方



粗さ曲線からその中心線の方に測定長さ l の部分を抜き取り、この抜き取り部分の中心線を X 軸、縦倍率の方向を Y 軸とし、粗さ曲線を $y=f(x)$ で表すとき、次式の R_a の値を μm 単位で表わしたものを中心線粗さとする。

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |f(x)| dx$$

(c) 中心線平均粗さの求め方

図5-9 JIS B 0601による表面粗さの測定法

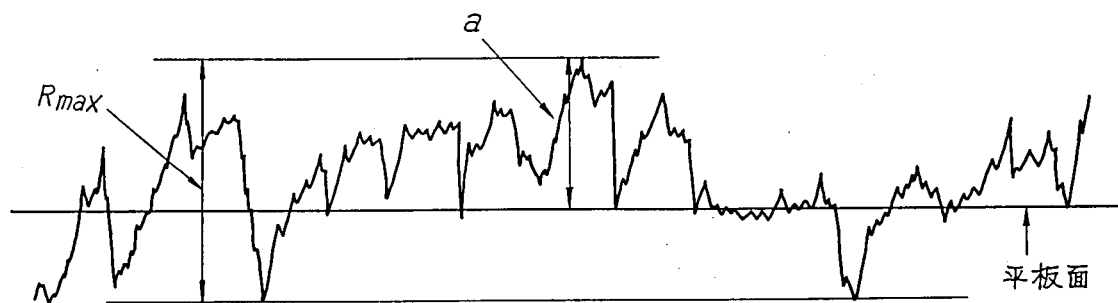


図 5-10 山の高さ a の測定方法

5.4.2 アルミニウム平板電極

5.4.2.1 電極形状と表面粗さ

使用したアルミニウム平板電極形状は図 5-11 のような近似ロゴスキー型で平板部分が 150ϕ 、最大径 200ϕ の大きさである。平板部分の面積は 177cm^2 である。

表面粗さの測定範囲は平板中心から 22.5° または 45° おきに放射状に伸びる長さ 7cm (一部 4cm) の線分である。測定線の本数は合計 9 本である。(図 5-12 の $\ell_1 \sim \ell_9$) 断面曲線の測定波形の一例が図 5-13 である。縦方向の高さは $1.13\mu\text{m}/\text{div}$ (縦倍率 1000), 横方向の長さは $0.25\text{mm}/\text{div}$ (横倍率 20) である。高い山としては、たとえば中心から 37.5mm の位置 (区分 L_{16}) に高さ $15.8\mu\text{m}$ (㊤), 32.5mm (区分 14) に高さ $12.4\mu\text{m}$ (㊤) のものが見られる。

この断面曲線から

- a : 平板面と見なした基準面からの突起の高さ (図 5-10)
- R_{max} : JIS 規格による各区分 (L_i で表わす) 内での山と谷の最大垂直距離 を求めた。ただし山の高さ a についても R_{max} と同じ区分で最大のものを取った。

アルミニウム電極では最大高さが $6.3 \sim 25\mu\text{m}$ の範囲にほぼ含まれるので、 R_{max} を求めるための基準長さは表 5-

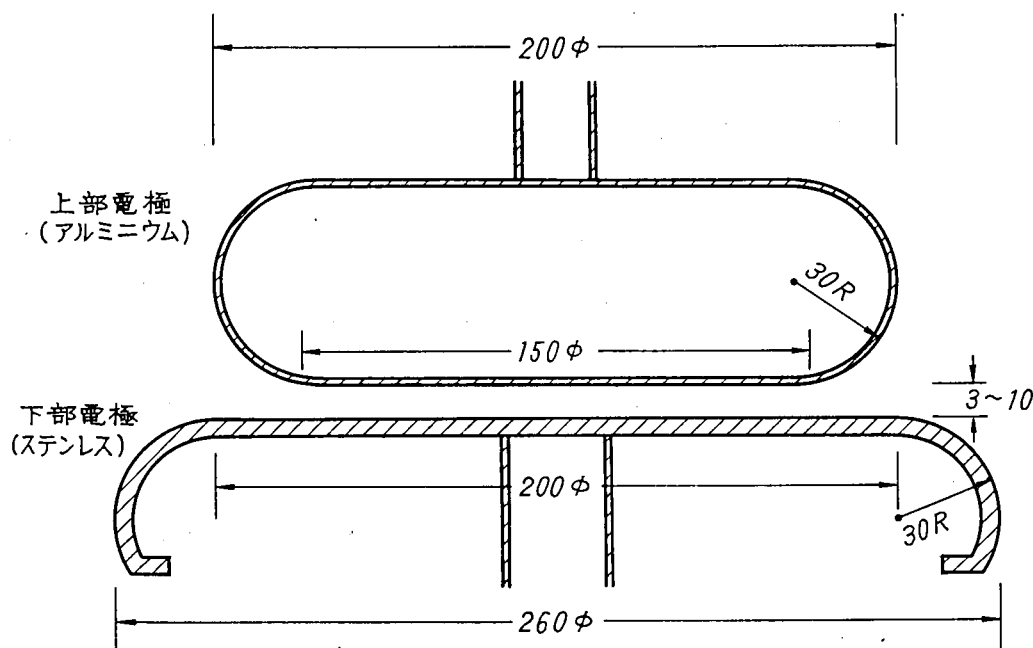
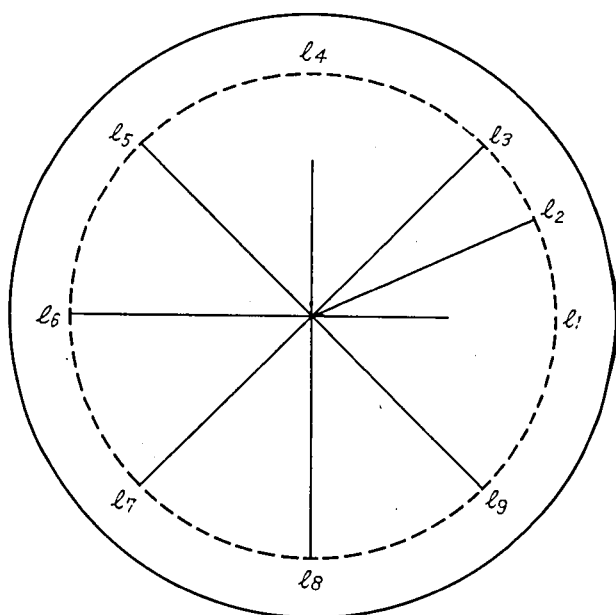
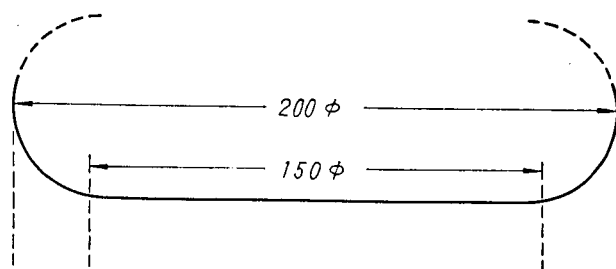


図 5-11 アルミニウム-ステンレス平板電極配置

1を参考にして2.5mmとした。この基準長さによれば、一つの測定線から得られるaの数は、測定線長が7cmでは28個、4cmでは16個となる。aおよびRmaxの測定結果を各測定線毎に測定個数、最大、最小および平均値について表5-3にまとめた。測定値の総数は228個で、JIS規格による最大高さRmaxは全測定値の平均として18.2μmになる。

山の高さaの数を高い順に2μmの間隔でまとめたグラフが図5-14である。最も高い17.5μm(16~18μm)の山が1個、14~16μmの山が6個、12~14μmが7個散在する他は、4~12μmの範囲に212個存在する。山の高さの数の分布を確率密度関数、分布関数で表示すると図5-15の通りである。



測定線の長さ：約70mm（但し l_1, l_2 は約40mm）

図5-12 アルミニウム平板電極表面の断面曲線測定部分

表5-3 アルミニウム平板電極のRmax, aの測定結果

測定線 番号 l_i (*)	測定線 長さ(mm)	基準長さ (mm)	測定個数	Rmax(μm)			a (μm)		
				最大	最小	平均	最大	最小	平均
1	41	2.5	16	23.5	12.3	16.9	9.6	4.3	5.9
2	68	"	27	23.2	10.1	17.1	11.7	4.5	8.2
3	71	"	28	27.7	12.4	19.1	10.1	4.5	7.7
4	43	"	17	28.9	15.0	19.1	11.8	4.3	6.2
5	70	"	28	27.1	13.0	18.7	15.8	5.1	8.6
6	70	"**)	31	25.4	12.4	17.6	17.5	2.8	7.4
7	71	"	28	22.0	10.1	17.7	12.4	4.5	8.3
8	66	"	26	27.1	13.0	18.7	14.7	5.7	9.0
9	68	"	27	26.6	14.7	19.0	14.7	5.7	9.3

Rmaxの全平均=18.2μm

a " = 7.8μm

*) 測定線番号は図5-12に対応する

**) 基準長さの一部は1.5mm

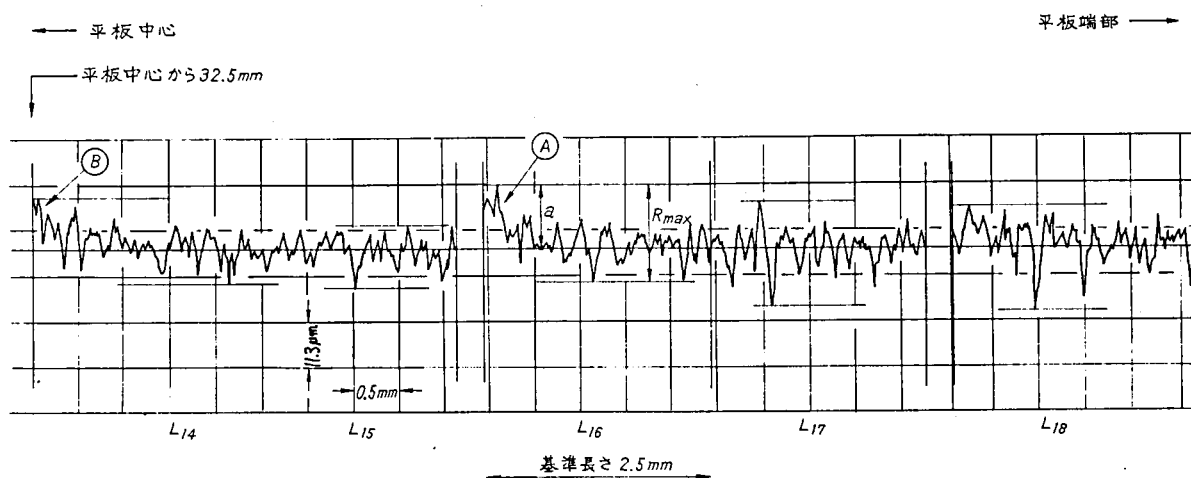


図5-13 アルミニウム平板電極表面の断面曲線(図5-12の測定線 l_5 に沿う測定例)

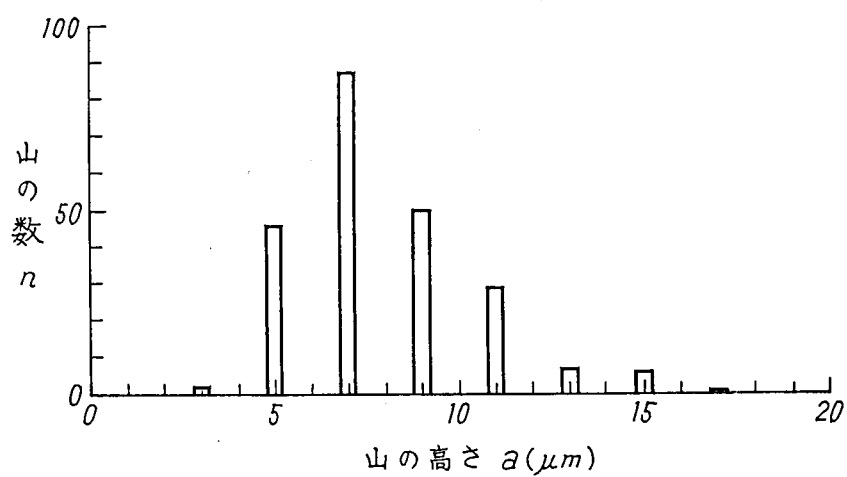


図5-14 アルミニウム平板電極の山の数分布

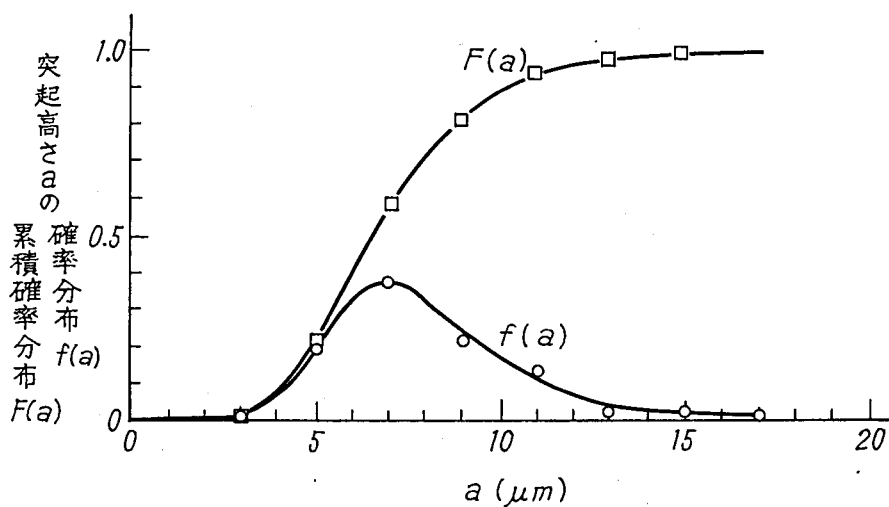


図5-15 アルミニウム平板電極の山(突起)の高さの分布(実測値)

5.4.2.2 表面粗さと直流フラッシュオーバー電圧特性との関係

直流フラッシュオーバー電圧の測定に使用した電極配置は図5-11の通り、上部（負極性側）に表面粗さを測定したアルミ平板を用い下部（接地側）は外径260φの鏡面ステンレス平板電極である。ギャップ長は3, 5, 10mmの3通り。SF₆ガスの圧力を1 atm毎に上昇し、1～6 atm（20℃換算、絶対圧）の範囲でフラッシュオーバー電圧を測定した。

フラッシュオーバー電圧値をガス圧に対してプロットすると図5-16の通りである。1つのギャップ長について各ガス圧でのフラッシュオーバー回数は5～10回で、図には最大および最小フラッシュオーバー電圧値を実線で結んで示している。印加電圧の最高は実験タンクに接続のプッシングの耐電圧性能から130KV以下に抑える必要があったので、ギャップ長10mmについては1 atmのみフラッシュオーバー電圧の測定が可能であった。

図5-16によればギャップ長5mmのフラッシュオーバー電圧は、ガス圧2 atm で既に第一の極限電界89 p dより離れ、4 atm以上では105～125KVの範囲に飽和している。またギャップ長3mmも同様に2 atmで第一の極限電界から離れ、4 atm以上では50～70KV付近に飽和している。このような飽和特性は図5-8に示した鋭い突起による模擬的なフラッシュオーバー電圧特性と良く似ている。

次に測定した山の高さの分布（図5-13, 5-14）から極限電界を与える山の高さaを求める。この算出は容易でないが、ここでは便宜的に次の二つの方法をとった。

①「電極表面上（平板部分）で $10^3 \sim 10^4$ 個存在するような山の高さ」

非常に荒い算出法であるが、電極の平板部分での特定の高さを越える山の数N(a)を次式で求める。

$$N(a) = (1 - F(a)) S / \Delta S = 3.1 \times 10^3 (1 - F(a)) \quad (5.18)$$

ここで、Sは平板部分の面積で、

アルミニウム電極では177cm²。

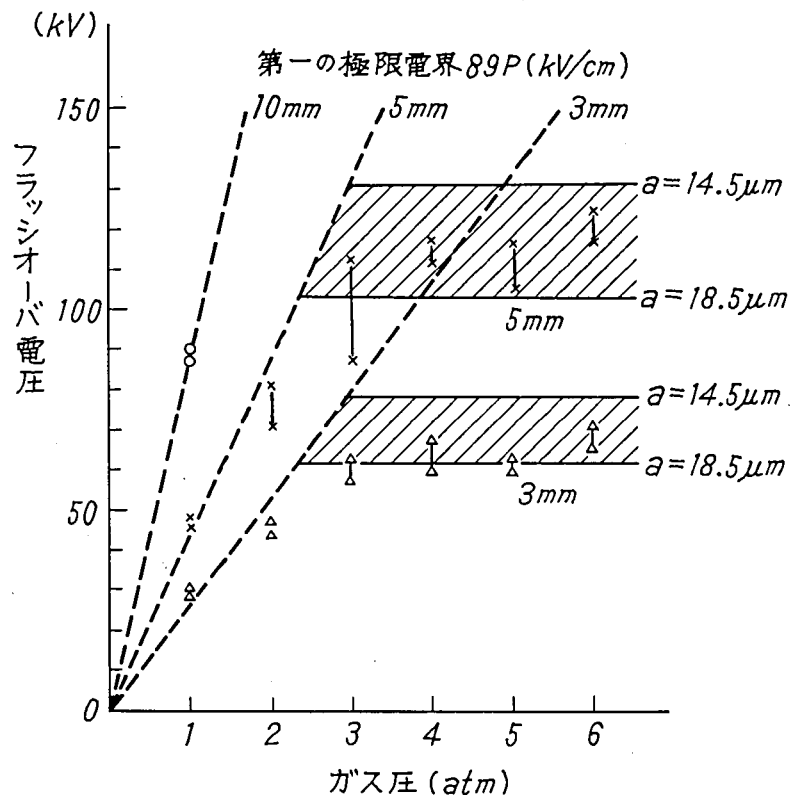
△Sは触針で測定された面積で、

△S = 測定線の長さの総和 ($\sum \ell_i = 56.8 \text{ cm}$) × 触針半径 (=10 μm) にとった。F(a)は図5-14では $a = 17 \mu\text{m}$ で、1になるが、便宜的にF(a)とlog a とが正規確率紙上直線になるものとして最小二乗法で求めた回帰直線のパラメータから計算で求めた。

このような算出法によれば、高さがそれぞれ18.5, 14.5 μmを超える突起数が 10^3 個, 10^4 個になる。第二の極限電界はそれぞれ205, 262KV/cmである。これらの値を表5-4にまとめる。

②「測定した最大の突起高さ5個」

アルミニウム電極では14.7～



○: ギャップ長 10mm X: 5mm △: 3mm

斜線部分は実測の突起高さ a をもとに第二の極限電界の式から求めた放電開始電圧の範囲

図5-16 アルミニウム平板電極による負極性直流フラッシュオーバー電圧特性

表 5-4 アルミニウム電極の表面粗さ測定から求めた放電開始電圧

高さ a を越える突起数	突起高さ a (μm)	第二の極限電界 $3800/a$ (kV/cm)	放電開始電圧 kV	
			ギャップ長 5mm	ギャップ長 3mm
10^3	18.5	205	103	62
10^4	14.5	262	131	79
10^5	9.6	396	198	119

17.5 μm であったので、第二の極限電界は217~259 KV/cm である。この電界値は①の算出結果とほとんど変わらない。

図 5-16 には①の方法による第二の極限電界から求めた放電開始電圧の範囲を示している。

5.4.3 グラファイト平板電極

5.4.3.1 電極形状と表面粗さ

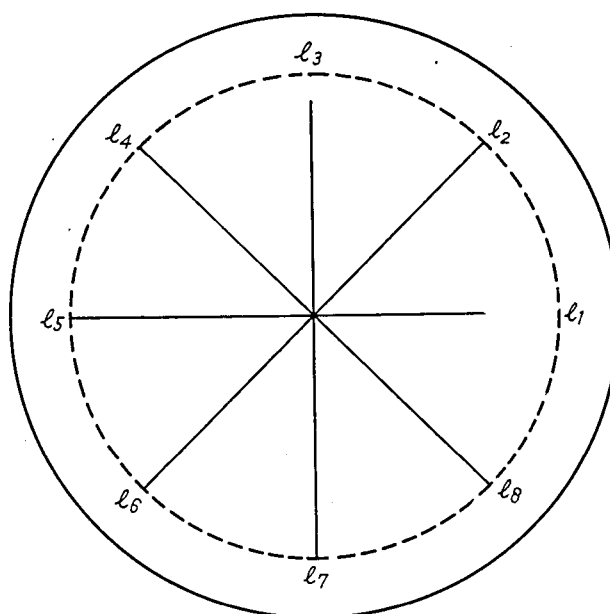
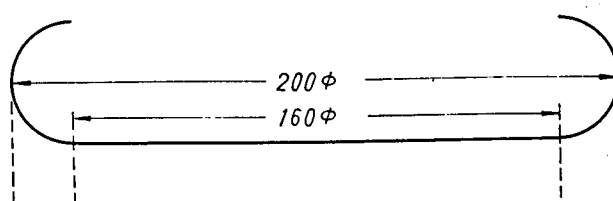
表面粗さとフラッシュオーバー電圧の測定に用いたグラファイト平板電極は近似ログスキー型で、平板部分が160 ϕ 、最大径は200 ϕ の大きさで、平板部分の面積は201 cm^2 である。

表面粗さの測定は平板中心から45°おきに放射状に伸びる長さ8 cm （一部6 cm ）の線分で合計8本の測定線による。（図 5-17 の $l_1 \sim l_8$ ）断面曲線の測定例として図 5-18 に測定線 l_6 に沿う波形を示す。

この波形では縦方向の高さは2.26 $\mu\text{m}/\text{div}$ （縦倍率2000）、横方向の長さは0.25 mm/div （横倍率20）である。

高い山として平板中心から20.5 mm の位置に45.2 μm （㉔）、14.5 mm の位置に22.6 μm （㉕）の山が在る。

この断面曲線からアルミニウム電極と同様にして a と R_{max} とを求めた。グラファイト電極での R_{max} は25~100 μm の範囲に入るので、基準長さ8 mm で測定線分を分割した。一つの測定線分から得られる山の高さ a の数は、測定線長8 cm では10個、6 cm では7個となり、測定値の総数は77個である。 a および R_{max} の測定結果をアルミニウム電極の場合と同じく各測定線分毎に、測定個数、最大、最小および平均値について表 5-



測定線の長さ：約80 mm （但し、 l_1 は54 mm 、 l_3 は64 mm ）

図 5-17 グラファイト平板電極の断面曲線測定部分

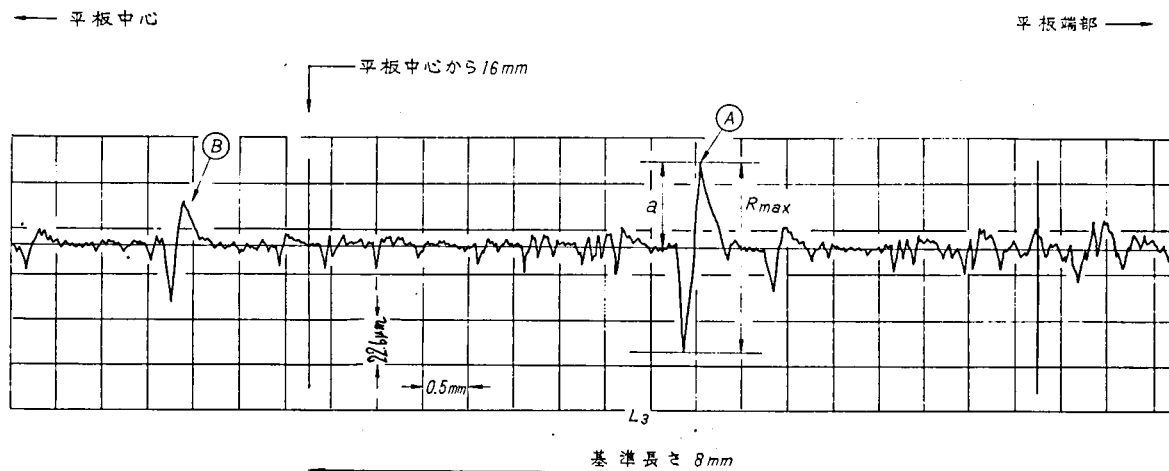


図 5-18 グラファイト平板電極表面の断面曲線
(図5-17の測定線 L_3 に沿う測定例)

表 5-5 グラファイト平板電極の R_{max} , a の測定結果

測定線 番号 L_i (*)	測定線 長さ(mm)	基準長さ (mm)	測定個数	$R_{max}(\mu m)$			$a(\mu m)$		
				最大	最小	平均	最大	最小	平均
1	54	8	7	63.7	31.0	48.8	27.8	11.2	17.1
2	83	"	10	63.3	27.1	46.6	24.9	9.0	17.3
3	64	"	8	55.6	35.3	48.4	29.4	11.8	20.1
4	81	"	10	108.5	31.6	58.1	35.0	11.3	19.4
5	82	"	10	65.5	36.2	51.3	31.6	10.2	19.0
6	88	"	11	101.7	40.7	62.5	42.9	13.6	24.8
7	82	"	11	65.5	33.9	48.8	22.6	11.3	16.1
8	81	"	10	83.6	27.1	52.4	39.6	11.3	19.6

R_{max} の全平均 = $52.1 \mu m$

a " = $19.1 \mu m$

(*) 測定線番号は図 5-17 に対応する

5にまとめた。最大高さ R_{max} の全測定値の平均値は $52.1\mu m$ である。山の高さ a を $2\mu m$ 毎に区切った数の分布は図5-19の通りで、アルミニウム電極の $3\sim 17\mu m$ と違って $9\sim 43\mu m$ の広い範囲に分散している。すなわち、約半数の山が $40\mu m$ 以上に2個、 $30\sim 40\mu m$ に5個、 $20\sim 30\mu m$ には18個散在している。これらの山の高さの数の分布を確率密度関数、累積分布関数を用いて図5-20に示す。

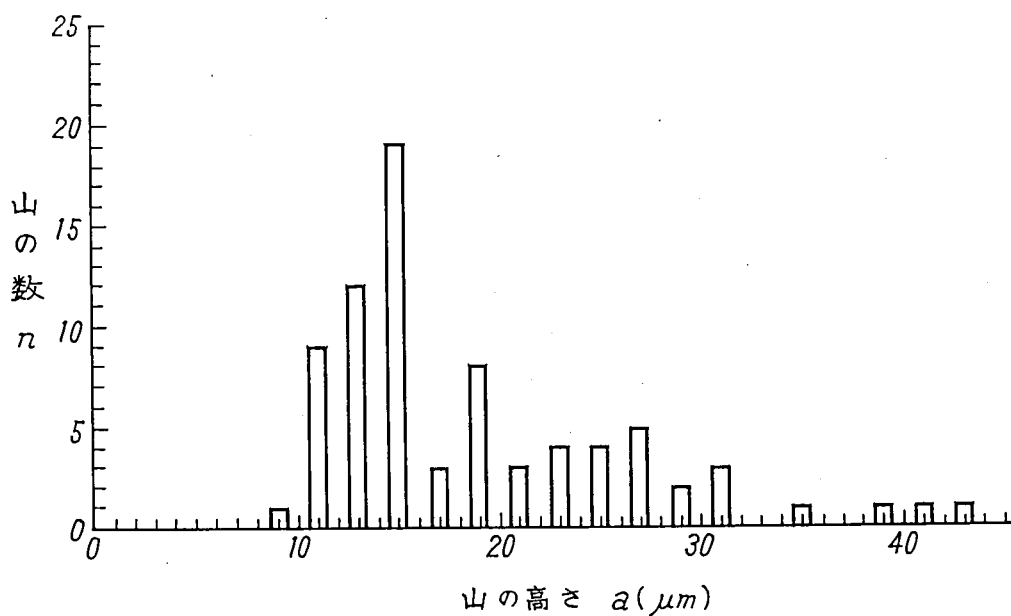


図5-19 グラファイト平板電極の山の数の分布

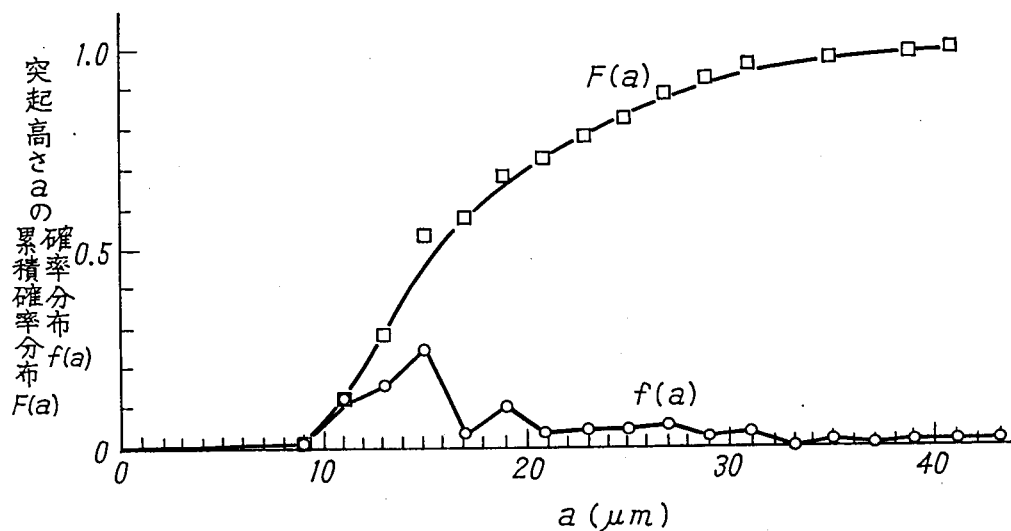


図5-20 グラファイト平板電極の山(突起)の高さの分布(実測値)

5.4.3.2 表面粗さと直流フラッシュオーバー電圧特性との関係

直流フラッシュオーバー電圧の測定に使用した一組のグラファイト平板電極は、二つとも同一形状、同一表面仕上げのものである。一方の平板電極の表面粗さ測定をした電極を、図5-21のように、負極性直流電圧のかかる上部に配置した。ギャップ長は5, 10mmの2通り。ガス圧は1~7 atm (20℃換算, 絶対圧) の範囲で変化させた。

実測したフラッシュオーバー電圧をガス圧に対して図5-22にプロットする。フラッシュオーバー電圧はガス圧の上昇および下降時にそれぞれ1~2回測定した。図では、各ガス圧のフラッシュオーバー電圧の最大および最小値を実線で結んでいる。

グラファイト平板電極のフラッシュオーバー電圧も、アルミニウム平板電極と同様に、ガス圧の増加にかかわらず上昇しない飽和傾向を示す。フラッシュオーバー電圧は1 atm で既に第1の極限電界89 P (KV, Pはガス圧 atm) から低下し、ギャップ長5mmの場合2 atm 以上で60~80 KVの範囲に飽和している。

ギャップ長10mmでは3 atm 以上の測定はできなかったが、2 atm において第1の極限電界で決まるフラッシュオーバー電圧178 KVから25%も低下している。ガス圧がさらに高くなるとフラッシュオーバー電圧の飽和傾向が予想される。

次に測定した山の高さの分布から第二の極限電界を与える高さの算出を、アルミニウム電極と同じ方法で行った。

①「電極表面上で $10^3 \sim 10^4$ 個存在する山の高さ」

グラファイト電極の場合、電極面積Sは201 cm², 触針による測定面積△Sは0.0615 cm²なので、(5.18)式は次のようになる。

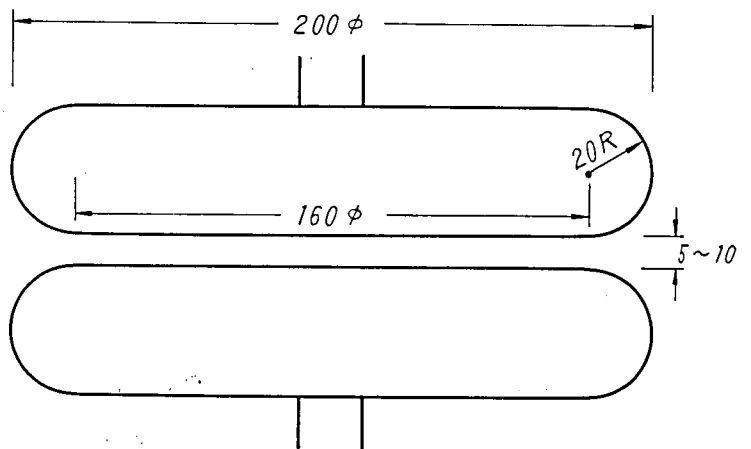
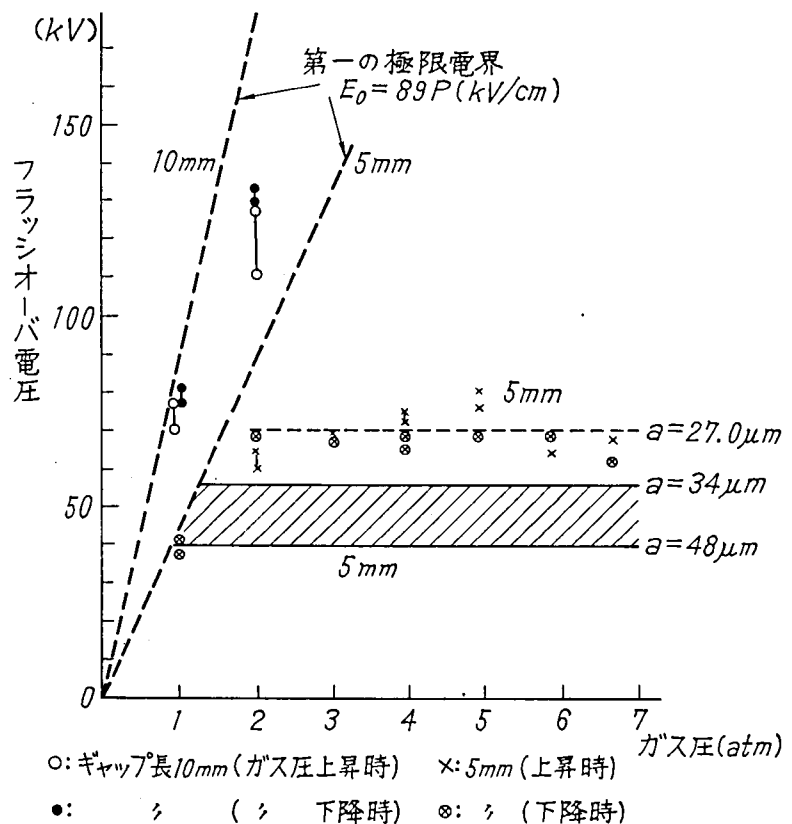


図5-21 グラファイト平行平板電極配置



斜線部分は実測の突起高さ a をもとに第二の極限電界の式から求めた放電開始電圧の範囲

図5-22 グラファイト平行平板電極による負極性直流フラッシュオーバー電圧特性

$$N(a) = (1 - F(a)) S / \Delta S = 3.3 \times 10^3 (1 - F(a)) \quad (5.19)$$

$F(a)$ は対数正規分布にほぼ合致するので、この分布関数をもとに算出すると、 $10^3 \sim 10^4$ 個存在する突起高さはそれぞれ48, 34 μm 以上である。これに対応する第二の極限電界はそれぞれ79, 112 KV/cm である。これらの値を表5-6にまとめた。

表5-6 グラファイト電極の表面粗さ測定から求めた放電開始電圧

突起の数 N	突起高さ a (μm)	第二の極限電界 3800/a (kV/cm)	放電開始電圧 (kV)	
			ギャップ長10 mm	ギャップ長5 mm
10^3	48	79	79	40
10^4	34	112	112	56
10^5	19	200	200	100

②「測定された最大の突起高さ5個」

グラファイト電極では31.6~42.9 μm であったので、対応する第二の極限電界は89~120 KV/cm である。この値は①の方法より約10%高いが、大きな差ではない。図5-22には、①の算出による第二の極限電界の範囲を、ギャップ長5 mmについて斜線の領域で示した。

5.4.4 他の実験データとの比較

第二の極限電界について、他の研究者による実験結果と比較する。

表面粗さのフラッシュオーバー電圧への影響は、報告によって、表面粗さの影響が少ないとするものと大きいとするものに別れている。

影響の少ないとする報告は、1972年にHogg氏らがCIGREに提出したもので、^(5.9) 同軸円筒電極、SF₆ガス圧1~5 atmで、50 μm まではフラッシュオーバー電圧は低下しないとしている。実際の電極表面粗さは突起の山から谷までの深さが20~30 μm のものが使用されている。したがって、山の高さaとして10~15 μm を想定すると、第二の極限電界は250~380 KV/cm である。この値からフラッシュオーバー電圧の飽和傾向の現われ始めるガス圧を計算すると2.8~4.3 atmとなる。報告では、フラッシュオーバー電圧は良く磨いた電極の値に対する比として与えられているに過ぎず、これ以上の検討は難しい。

国内では1970年に川口氏らが同軸円筒電極の結果を報告している。それによれば、バフ仕上げの粗さ0.8 μm 以下と最大粗さ32 μm の電極のフラッシュオーバー電圧は、前者の値が5%高いものの「30 μm 程度の連続した凹凸ではフラッシュオーバー電圧に大きな影響はない」と結論している。^(5.10) この報告では粗さについて明確な定義はないが、突起の山から谷までの距離としてその1/2を突起高さaと考えると、第二の極限電界は250 KV/cm である。この値からフラッシュオーバー電圧の飽和傾向の現われるガス圧を算出すると2.8 atmとなる。したがって上述の結論は3 atm付近までは正しいと思われる。

影響の著しいとする報告は、1976年にBobo氏らがCIGREに提出した。^(5.11) 電極配置はHogg氏らと同じ同軸円筒電極であるが、粗さの山と谷の差が0.1 μm 以下の場合に、フラッシュオーバー電圧が良く磨いた電極の値に比べて低下している。このような小さな突起でフラッシュオーバー電圧の低下が生ずることは電界の点からは全く説明ができない。

また1965年に新田氏らは表面粗さ±5 μm の8 mm ϕ 棒一棒ギャップ(ギャップ長4 mm)のフラッシュオーバー電圧が2.4 atmで低下すると報告している。^(5.12)

5.5 第二の極限電界を用いる際の検討事項

5.5.1 フラッシュオーバー電圧を算出する場合

第二の極限電界を与える(5.9)式は、導出過程から分るように放電開始の条件である。突起が鋭い場合には、第二の極限電界はフラッシュオーバーではなく突起先端の局部放電の開始電界を与えるものである。第4章で実験的に検討したように、針状突起のある電極では、フラッシュオーバー電圧の90%付近の電圧で局部放電が観測されている。

次に第二の極限電界の算出に用いる針状突起の高さ a の指定には、一部の微小な測定面積の突起数をもとにその分布を算出した。また、この算出結果からフラッシュオーバー電圧を与える突起高さとして、突起数が 10^3 個あるいは 10^4 個を占めるものを選んだ点は今後検討をする必要がある。

以上の検討事項はあるものの、今回のアルミニウム平板電極のフラッシュオーバー電圧と表面粗さの測定の結果から、

- フラッシュオーバー電圧は、第二の極限電界から予想されるように、或るガス圧以上になるとほぼ一定電圧になる。このフラッシュオーバー電圧はギャップ長に対して比例性がある。

- 表面粗さから求めた突起高さを用いて、第二の極限電界により計算した放電開始電圧は(i)のフラッシュオーバー電圧にほぼ近い。

などが明らかになった。

したがって、電極面積が広い場合のフラッシュオーバー電圧がガス圧に対して一定の値になるのは、鋭い突起による作用と考えてよい。

5.5.2 JIS規格の表面粗さとの関係

JIS規格では表面粗さについて3通りの表示法が決められている。中でも多く用いられるのが最大高さ R_{max} である。この R_{max} は突起の山と谷の垂直距離を表わすが、この値は放電開始に影響する突起の高さと結びつけるには適当でない。そこで、筆者は放電開始に影響する突起の大きさとして、平板電極において平板面と見なせる基準面からの突起高さ a を用いた。本節では測定結果をもとに、突起高さ a とJIS規格の最大高さ R_{max} との関係を検討する。

5.4節で求めたように、放電開始に影響する突起の高さ a の値は、アルミ電極では $1.45 \sim 1.85 \mu m$ 、グラファイト電極では $3.4 \sim 4.8 \mu m$ である。両電極の最大高さ R_{max} は、表5-3および表5-5の測定結果から、アルミ電極は $18.1 \mu m$ 、グラファイト電極では $52.1 \mu m$ である。したがって a/R_{max} の比は、アルミ電極では $0.8 \sim 1.0$ 、グラファイト電極では $0.65 \sim 0.92$ となる。すなわち、JIS規格の最大高さ R_{max} に対して、放電開始に影響する突起高さ a は $(0.6 \sim 1.0) \times R_{max}$ になる。

5.6 ま と め

① 本章では、電極表面粗さがSF₆ガスの放電開始に与える影響を検討し、鋭利な突起、特に針状突起のある電極の最低の放電開始電界として $3800/a \text{ KV/cm}$ (a は突起高さ： μm)なる「第二の極限電界」が存在することを明らかにした。この極限值はガス圧に依存しないのが特長である。

また表面の粗い平板電極について、測定した突起高さ a から算出した $3800/a$ の値と実測のフラッシュオーバー電圧から求めた電界とは近い値であった。

なお「第二の極限電界」を与える突起高さ a はJIS規格の表面粗さとは必ずしも一致しない点に注意する必要がある。

本研究で明らかにした「第二の極限電界」は、無限に細い針状突起という極端な形状でない。ある程度の鋭い突起、たとえば $a/b = 1000$ の突起に対して 20~30% の違いはあるものの適用できるので、第二の極限電界は実用上有用である。

② 今後この極限電界 $3800/a$ の使用に当って次の諸点の検討が必要である。

(i) 放電開始条件を決める定数 K の選択

$3800/a$ の値は、(5.2) 式の放電開始条件から導かれる極限電界 $= \frac{1}{a} \times \frac{K}{27.7} \times 10^4$ (KV, $a: \mu m$) において、定数 K を 1.05 に選んだ場合である。極限電界は K に比例する性質を有しており、定数 K の値の選択が極めて重要である。

本論文では、絶縁設計を行うに当って、安全性を重視する立場から $K = 1.05$ を採用した。 K の値については、

- 1.05~1.8 でその巾は大きい。
 - 解析的な計算式 (5.3) 式を用いる場合でも、平等電界においてはギャップ長 d によって大きく変化する。 $d = 1 cm$, $0.1 mm$ ではそれぞれ $K = 1.8.1, 1.3.5$ となる。
 - 不平等電界となる電極配置では、(5.3) 式の積分項の値が小さいので、 K の値は相当に小さくなる。
- などが指摘できる。

(ii) 突起高さ a の推定

突起高さを測定する際には、断面曲線の波形によって平板面の設定が測定者によって異なるため、その差が出やすい。

また、鋭利な突起の測定には、触針式粗さ測定器を使用する場合、電極材料の硬度に応じた先端半径と測定力をもつ触針を選ぶ必要がある。本論文では、通常工業測定に用いられる触針 (先端半径 $10 \mu m$, 測定力 $1 g$ 重) を使用した。

(iii) 突起高さ a の数とストレスコンディショニング

直流電圧を長時間印加の後さらに電圧を上げると、フラッシュオーバー電圧がフラッシュオーバー回数と共に除々に上昇する所謂「ストレスコンディショニング」がある。この現象はフラッシュオーバーに先立って突起先端での局部放電により、突起が融解していくためと考えている。^(5.13) そこで長時間の電圧印加の後のフラッシュオーバー電圧につき第二の極限電界をもとに比較する際には、測定した突起高さ a の大きさが変化することを考慮する必要がある。

参考文献

- 5.1 R. Geballe, M. L. Reeves, "A Condition on Uniform Field Breakdown in Electron-Attaching Gases" Phys. Rev. Vol. 92, No. 4, P867-868 (1953)
- 5.2 宅間「SF₆ ガスの放電特性 その4 (正極性閃絡電圧の理論的検討)」電力中研研究報告 No. 68065 (1969)
宅間「高気圧 SF₆ ガス放電特性の理論的検討」電学誌 Vol. 90, No. 7, P1381-1388 (1970)
- 5.3 A. Pedersen, "Criteria for Spark Breakdown in Sulfur Hexafluoride" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-89, No. 8, P2043-2048 (1970)
- 5.4 T. Nitta, Y. Shibuya "Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulfur Hexafluoride" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-90, No. 3, P1065-1071 (1971)
- 5.5 宅間「気体の放電機構の考察と大気圧空気中球ギャップフラッシュオーバー電圧の計算への応用」電学誌 Vol. 91, No. 1, P148-160 (1971)

5. 6 P. W. Karlson, A. Pedersen, "Inherent Limitations in Uniform Field Discharge Data For SF₆" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-91, No. 4, P1597-1601 (1972)
5. 7 原 他「不平等電界における大気の絶縁破壊特性」三菱電機技報 Vol. 37, No. 7, P19-24 (1963)
5. 8 井上, 安河内, 佐々木訳「ランダウニリフンツ理論物理学教程; 電磁気学=連続媒質の電気力学=1」東京図書出版, P 26~33, 11 版 (1974)
5. 9 P. Hogg, W. Schmidt, H. Strasser, "Dimensioning of SF₆ Metalclad Switch-gear to Ensure High Reliability" CIGRE Paper No. 23-10 (1972)
5. 10 Y. Kawaguchi, K. Sakata, S. Menju, "Dielectric Breakdown of Sulfur Hexafluoride in Nearly Uniform Fields" IEEE Trans. Paper 70 TP577-PWR (1970)
5. 11 J. C. Bobo, J. Vigreux, "Dielectric Behaviour of insulation in SF₆ at Extra High Voltage" CIGRE Paper No. 15-08 (1976)
5. 12 新田, 川根, 山田「SF₆ ガスの絶縁破壊特性」三菱電機技報 Vol. 39, No. 8, P941-946 (1965)
5. 13 渡辺, 河本, 宅間「電極効果を考慮した直流高気圧ガス絶縁特性の解析(その2) — 電極表面粗さと暗電流および破壊電圧特性 — 」電力中研研究報告 No. 177006 (1977)

第6章 不平等電界・長ギャップにおける混合ガスの放電特性の研究

6.1 ま え が き

不平等電界領域では、 SF_6 ガスを含む混合ガスの特性を明らかにすると、この特性はガス絶縁方式に利用することが期待できる。すなわち、 SF_6 ガス中の不平等電界ギャップではフラッシュオーバー電圧は著しく低下する。(6.1)しかし混合ガスに置換すると、高いフラッシュオーバー電圧が期待できる。(6.2)～(6.6)したがって、今後この特性を利用した混合ガスの活用が期待できる。

現在、絶縁に從來から最も多く利用されているガスは大気空気である。空気中の放電進展機構についての研究は、酸素ガス(電氣的負性ガス)と窒素ガスとの混合ガスという立場からほとんど行われていない。空気以外の混合ガスについての研究は更に少ない。混合ガスのフラッシュオーバー特性や放電進展機構を実験的に解析した結果は、大気空気を含む混合ガスの基礎的放電特性の解明に役立つ。

本章では、大気圧(1 atm, 20℃換算)の混合ガス $\text{Air}-\text{SF}_6$ 、 N_2-SF_6 の不平等電界・長ギャップ(ギャップ長、30, 50 cm)について、標準雷インパルス電圧印加によるフラッシュオーバー特性とその進展機構とを実験的に解析した。得られた新しい知見について、その概要を述べると次の通りである。

- SF_6 ガスを加えると、 $\text{Air}-\text{SF}_6$ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧は非常に高くなり、空気や SF_6 ガスそれぞれのフラッシュオーバー電圧を上回る。一方、 N_2-SF_6 混合ガスでは、逆にフラッシュオーバー電圧は非常に低くなる。
- SF_6 ガスを含む混合ガス中の不平等電界ギャップの放電進展について、「玉つき型放電進展」と称するような放電形式がある。
- N_2-SF_6 混合ガス中では「放電の最適条件」が存在する。すなわち、 SF_6 ガスの混合比の少ない場合にフラッシュオーバーの放電路の形成が窒素ガスや SF_6 ガス中に比べてはるかに短時間に行われる。

6.2 実験の方法

本研究では、ギャップ長 30, 50 cm の棒-平板電極を用い大気圧における二つの混合ガス N_2-SF_6 、 $\text{Air}-\text{SF}_6$ の標準雷インパルス電圧印加時のフラッシュオーバー特性を調べた。測定諸量は、50%フラッシュオーバー電圧、時間遅れ、放電進展の流し撮り、コロナ放電の形態などである。

[1 実験電極と実験タンク] 電極には、第2章で開発した電界計算を用いることができしかも不平等電界ギャップの基本形状である、1 cmφ半球棒(18-8ステンレススチール、鏡面)ー76 cmφ平板電極(アルミニウム)を使用した。(図6-1)

電極を設置する実験タンクは内径 2 m、内部高さ 3.8 m、内容積 11.3 m³ の鋼製円筒形で、マンホール、観測窓 3ヶ、ギャップ長調整装置、ブルドン管式圧力計および温度計、絶縁階級 250 号乾式ブッシング等を付属している。また紫外線照射用として、3650 Å にピークを持つ限界波長 2000 Å の水銀ランプ(東芝製 H400-P)を、タンク中心から 85 cm の位置に設置し直流 2 A で点灯した。(図6-2)

実験タンク内に配置した半球棒-平板電極の棒電極の表面電界と軸上電界の分布を、付図 6-1 と付図 6-2 に示した。ギャップ長 30 cm、50 cm とともに棒先端の最大電界はほぼ等しい。また半球部分の表面電界は最大電界の 70% 以上になる。

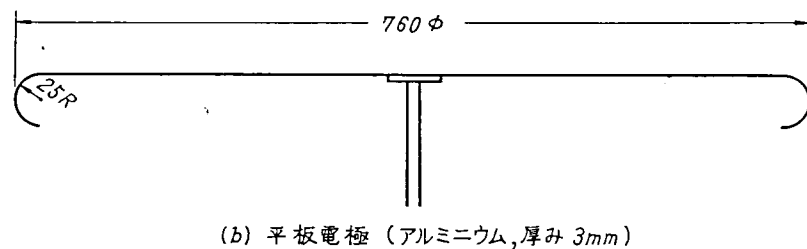
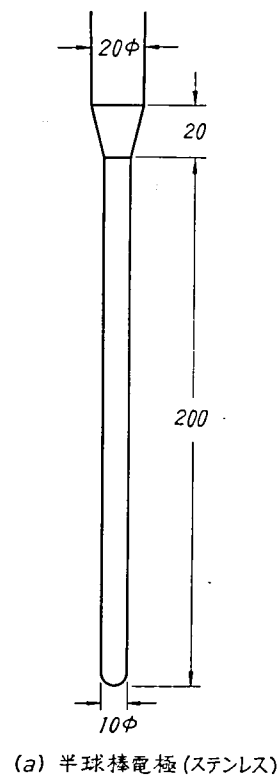


図 6-1 実験電極

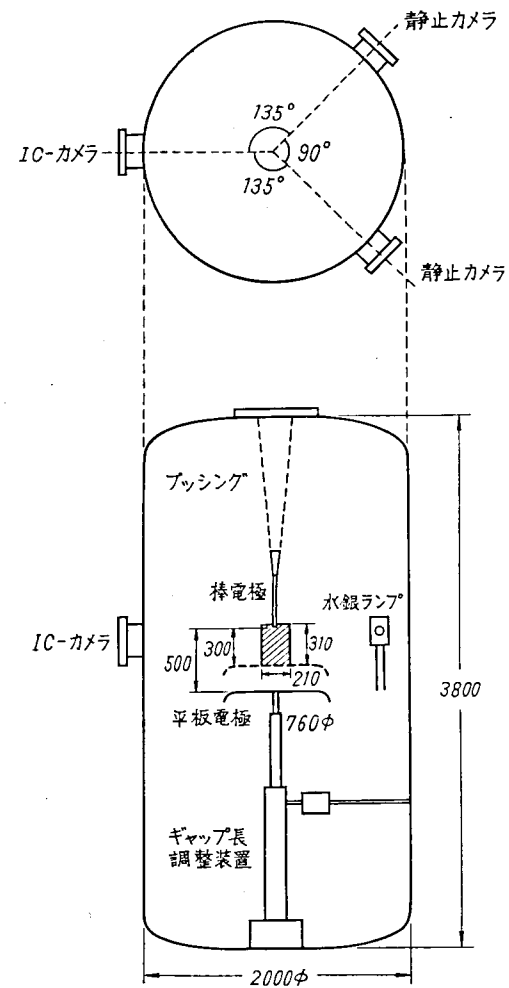


図 6-2 電極配置およびカメラ配置

〔 2 電圧印加回路 〕 標準雷インパルス実験回路を図 6-3 に示す。電圧波形を JEC により表示すると、波頭長は $1.8 \mu\text{sec}$ (実波頭長 $2.9 \mu\text{sec}$)、波尾長 $46 \mu\text{sec}$ (半波高値までの時間) である。(図 6-4) 電流測定は、 10^3 pF と 65Ω の並列インピーダンスにより、電圧測定は抵抗分圧器により行った。印加電圧は雷インパルス電圧発生装置の初段充電電圧を温度係数 $100 \text{ PPM}/^\circ\text{C}$ の $50 \text{ M}\Omega$ 抵抗器で測定し、これを大気中球ギャップで較正し求めた。

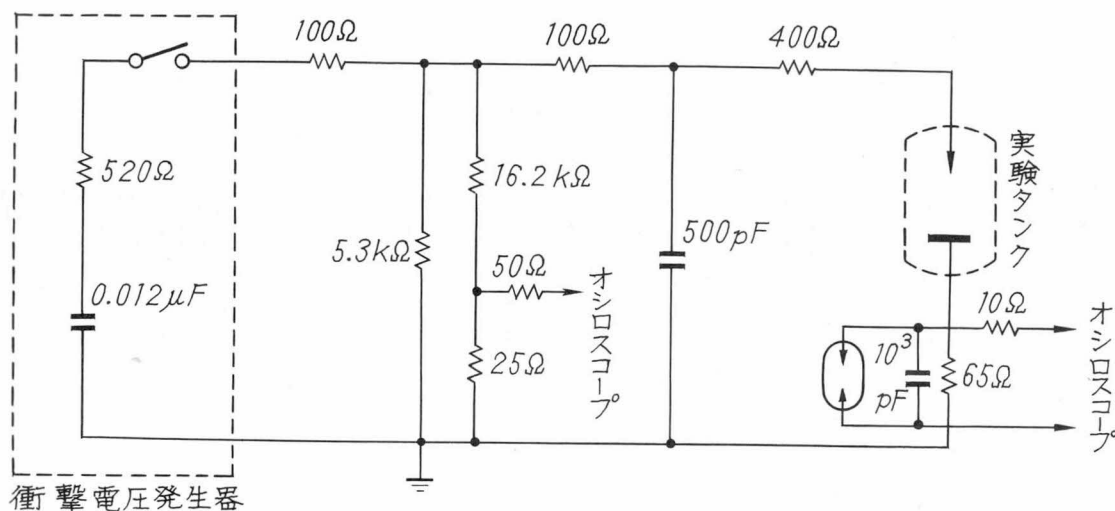


図 6-3 電圧印加および測定回路

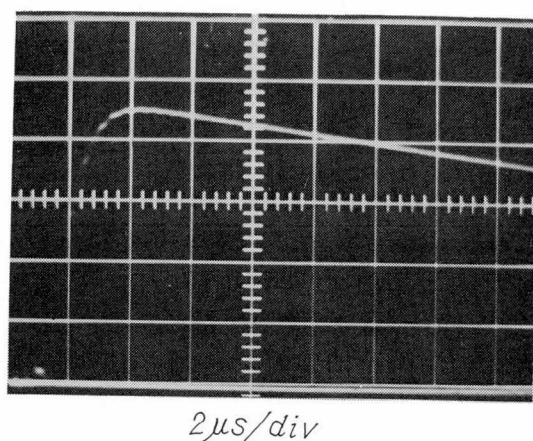


図 6-4 電圧波形

〔 3 混合ガスとその混合比の検証 〕 供試用の混合ガスは SF_6 ガスの量に応じて次の 2 通りである。

- SF_6 ガスの量が容積比で 1 % 以上と多い場合………実験タンク内を 0.1 Torr に排気後 SF_6 ガスで 20°C 換算 1 atm に満たす。測定後タンク内のガス圧を 0.5 atm にまで排気し、その後空気または窒素ガスを大気圧まで封入して SF_6 ガスの混合比を $\frac{1}{2}$ だけ減らす。混合比に応じてこの操作を繰り返す。
- SF_6 ガスの量が 1 % 未満と少ない場合………実験タンク内を 0.1 Torr に排気後、空気または窒素ガスで 1 atm に満たす。測定終了後、内容積 16.3 l の補助小型容器から SF_6 ガスを封入する。 SF_6 ガスの混合比は、内容積 11.3 m^3 の実験タンクと 16.3 l の補助小型容器の容積比から決める。

いずれの場合にも、自然拡散に必要な混合時間として、ガス封入時から 12 時間以上放置した。混合比の検証は、実験終了後日立製 RMU-6E 質量分析器で調べた。分析の結果は表 6-1 に示す。以後 SF_6 ガスの混合比は表の質量分析器の結果を使用する。質量分析を行っていない場合は圧力計による混合比を用いる。

表6-1 混合ガス N_2-SF_6 、Air- SF_6 の混合比

ガスの種類	圧力計による 混 合 比%	質量分析器による 混 合 比 %	ガスの種類	圧力計による 混 合 比%	質量分析器による 混 合 比 %
A	.014	.013	A	.0054	.0077
B	.040	.058	B	.015	.02
C	.095	—	C	.049	.044
D	.38	—	D	.19	—
E	1.67	2.35	E	.76	.758
F	6.3	7.7	F	.834	—
G	12.6	14.2	G	3.31	3.02
H	25.1	25.7	H	13.2	—
I	50.1	50.9	I	25.1	24.7
			J	50.0	—

(a) N_2-SF_6 混合ガス(b) Air- SF_6 混合ガス

[4 50%フラッシュオーバー電圧の測定] 50%フラッシュオーバー電圧の測定は、紫外線照射をする場合としない時についてそれぞれ行った。50%フラッシュオーバー電圧は10～20回の予備放電後、各10回ずつ印加した数段階の電圧のフラッシュオーバー率より補間法で求めた。印加の時間間隔は50秒で、水銀ランプを7秒間照射後電圧を印加した。電圧印加回数は、1ケース当り(特定混合比のギャップ長と極性の1組)平均56回である。

[5 放電進展の観測] フラッシュオーバー進展機構の観測には、図6-2のように2台の静止カメラと1台のイメージコンバータカメラ(以後ICカメラと略記)STLMODEL1Dを配置した。斜線の縦31cm×横21cmの部分は、ギャップ中心でICカメラで撮影される範囲を示している。2台の静止カメラは、ICカメラと同じ高さで、ギャップ中心に対し互いに90°の角度に配置している。

ICカメラの対物レンズは、約390nmの波長になると透過率が半分に減衰する。

電圧の印加は、50%フラッシュオーバー付近で行い、紫外線照射はしていない、さらに、電流波形の他に、2現象オシロによる印加電圧波形とICカメラのモニター波形を同時に記録した。

6.3 N_2-SF_6 、Air- SF_6 混合ガスのフラッシュオーバー特性

実験結果を述べるに当り、放電形態の分類を大気空気のフラッシュオーバーに準じ定義する。

コロナストリーマ：電極表面から静電界の電気力線の方に多数の放電路が伸びるもの。ガスの種類によって、コロナストリーマが平板電極に達する場合や、主放電路の周囲、先端に付随することもある。

ブラッシュコロナ：上記のコロナストリーマの縮まったもの。今回の実験では、半球棒電極の半球部分にブラッシュ状に伸び出す。

リーダ：空気や窒素ガス中の長ギャップがフラッシュオーバーしたときに生ずる明るい放電路で、先端がほぼ連続して強く発光する。本研究では微量の SF_6 ガスを含む混合ガス中でもみられる。

ステップドリーダ： SF_6 ガスの量が多い混合ガスの階段状放電に、雷放電のステップドリーダ(階段状前駆放電)に著しく類似するので、ステップドリーダの名称を用いる。その形態は、棒電極からリーダ先端まで一様に明るく光るもの、先端に大きな発光部分を伴うものなど様々である。

6.3.1 50%フラッシュオーバー電圧

50%フラッシュオーバー電圧（以後 V_{50} と表示）の測定は、空気、窒素ガス、 SF_6 ガスの他に、 N_2-SF_6 混合ガスでは9通り、 $Air-SF_6$ 混合ガスでは10通りについて行った。 SF_6 ガスの混合比の範囲は0.008～50%である。

SF_6 ガスの混合比に対する V_{50} を図6-5、図6-6に示す。横軸の対数目盛は SF_6 ガスの混合比を表わす。左端は窒素ガス、または空気100%、右端は SF_6 ガス100%に対応する。図は各ギャップ長について、 V_{50} およびフラッシュオーバー電圧の最大値と最小値の範囲を示す。印加電圧極性に分けて、実線は紫外線非照射時の V_{50} を結んでおり、照射時の V_{50} は黒塗りの記号で示している。

両混合ガスのフラッシュオーバー特性を、 V_{50} を中心に次にまとめる。

- ① N_2-SF_6 混合ガスの V_{50} は、印加電圧の正負極性ともに、 SF_6 ガスの混合比が0.4～8%の範囲で最低になる。 SF_6 ガスの値に比べると40～50%も低下する。
- ② $Air-SF_6$ 混合ガスの V_{50} は、 SF_6 ガスの混合比の広い範囲にわたって、空気や SF_6 ガスの値よりも高くなる。正極性では SF_6 ガスの混合比が約0.8%の場合に最も高く、 SF_6 ガスの値の180%にまで上昇する。負極性でも V_{50} の最高は約0.8%の SF_6 ガスを含む場合で、 SF_6 ガスの V_{50} に比べると、ギャップ長50cmで44%、30cmでは30%高い。
- ③ 紫外線照射によって V_{50} が低下するのは、正極性で特定の混合比に限って現われるに過ぎない。すなわち N_2-SF_6 混合ガスでは、図6-5によれば、 SF_6 ガスの混合比は0.095%と2.4%付近である。 $Air-SF_6$ 混合ガスでは、図6-6から、 SF_6 ガスの混合比0.19%と2.4%に紫外線照射により V_{50} が低下する。両混合ガス共に、特にギャップ長30cmでフラッシュオーバー電圧が低下している。

紫外線照射の効果のある正極性について、非照射時にコロナ放電が発生する割合を V_{50} 付近について表6-2に示す。紫外線照射の効果のある混合比では、表6-2のように、非照射時にコロナ放電が発生しない割合が大きい。したがって、紫外線照射によって初期電子の供給が十分に行われてフラッシュオーバー電圧が低下すると推測できる。

表6-2 紫外線照射の無い場合のコロナ放電の発生割合

SF_6 ガスの 混 合 比	コロナ放電発生数	
	非フラッシュオーバー数	
	30cm	50cm
.38%	8/15 ^{*)}	—
2.35	10/17	2/12
7.7	—	2/9

SF_6 ガスの 混 合 比	コロナ放電発生数	
	非フラッシュオーバー数	
	30cm	50cm
13.2%	10/14	3/12
24.7	8/14	5/19
50	—	4/12

(a) N_2-SF_6 混合ガス

(b) $Air-SF_6$ 混合ガス

*) は非フラッシュオーバー数15の中8回コロナ放電が発生したことを表わす。

なお、負極性では全ての混合比でコロナ放電が常に発生しているので、紫外線照射の効果が出ないと思われる。

フラッシュオーバー電圧の変動は、 V_{50} を基準に標準偏差で表わすと、 N_2-SF_6 混合ガスで2～13%、 $Air-SF_6$ 混合ガスでは2～10%の範囲にある。

なお両混合ガスとも、6.2節で述べた二通りの方法で SF_6 ガスの混合比が約0.8%のものを作り測定した結果、フラッシュオーバー電圧は標準偏差の範囲内で一致した。

6.3.2 時間遅れ

時間遅れとして、図6-4の標準雷インパルスに近い電圧波形について、電圧印加時からフラッシュオーバーまでの時間を測

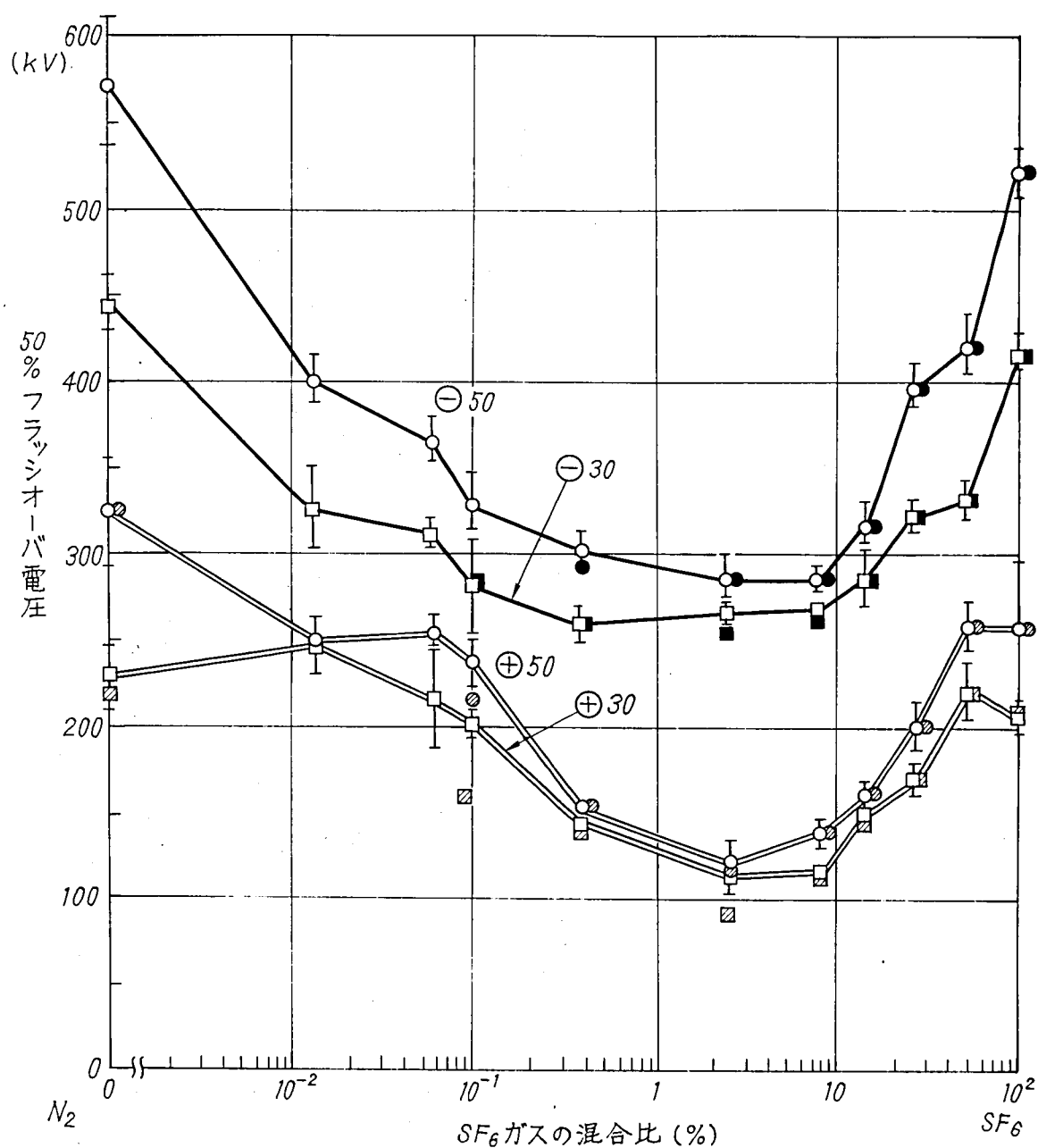


図6-5 N_2-SF_6 混合ガスの50%フラッシュオーバー電圧

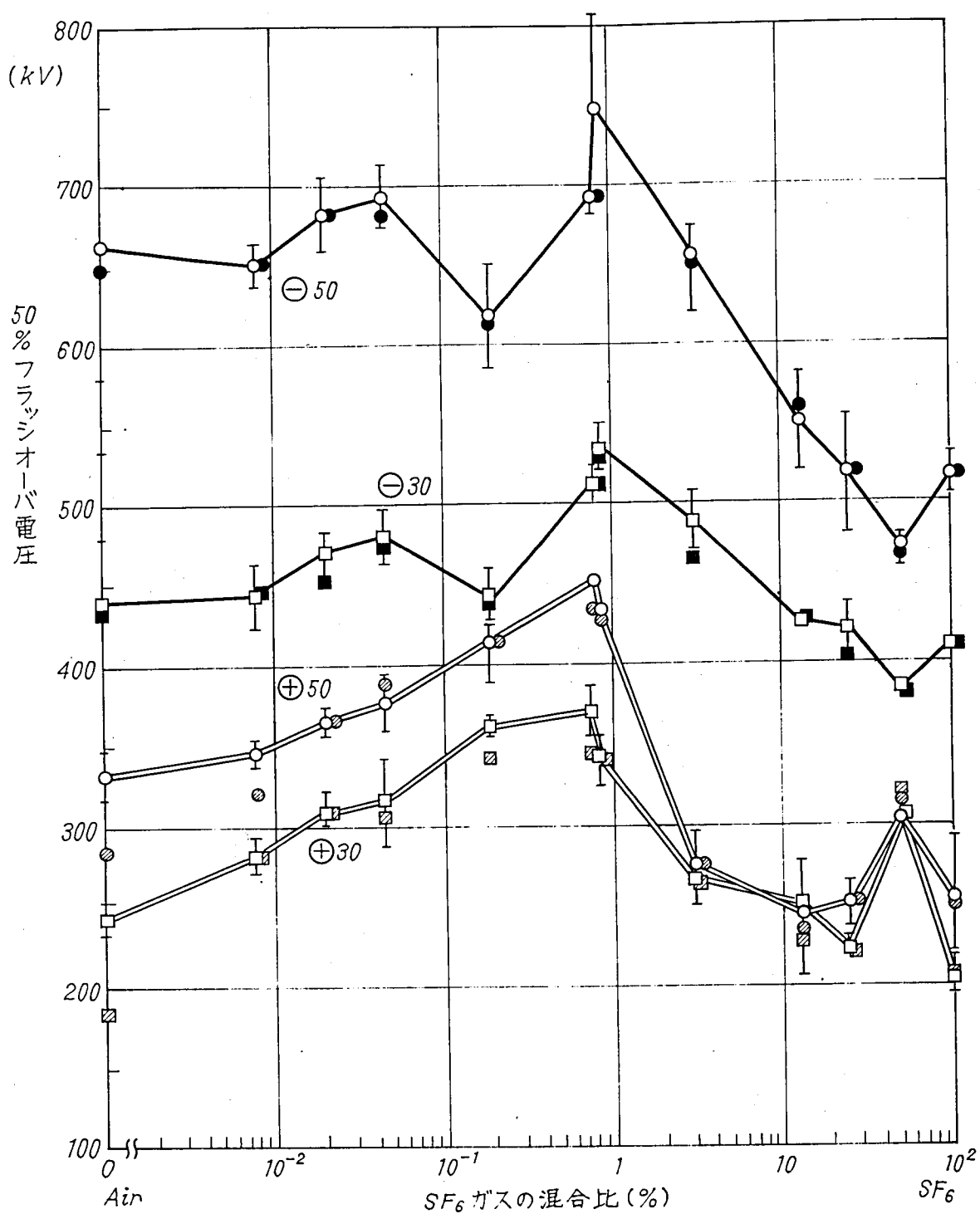


図 6-6 Air-SF₆ 混合ガスの 50%フラッシュオーバー電圧

定した。印加した電圧は、 V_{50} を基準にすると、1.1～0.89倍の範囲である。

両混合ガスの時間遅れを、電圧極性に分けて図6-7、図6-8に示す。図では、紫外線の照射、非照射に分け、各ギャップ長毎に時間遅れの平均値、最大と最小値の巾を示している。なお、静止写真から、フラッシュオーバー時の放電路が棒電極先端以外から伸び出したりタンク壁面へ達する場合が見つかった。図6-9はその例で $N_2 - 0.013\% SF_6$ 混合ガスの場合である。このような特異な放電路の発生する際の時間遅れは、図では区別して別の記号で示す。

時間遅れの主な特徴を以下にまとめる。

。「混合ガス中の時間遅れは、印加電圧の極性、混合比に応じて大きく変化する」

① $N_2 - SF_6$ 混合ガス

- (a) 正極性では、 SF_6 ガスの混合比が0.1%よりも少ない場合に、放電路が実験タンク壁面へ向って伸びる例があり、その時間遅れは $20 \mu sec$ に達する。一方 SF_6 ガスが0.1%よりも増えると、時間遅れは $4 \sim 8 \mu sec$ の範囲にある。
- (b) 負極性の時間遅れは、0.4～3%の混合比の時に $4 \mu sec$ と最も短かく、この両側の混合比では増加する。特に、25～50%の混合比ではギャップ長の増加とともに時間遅れが大きくなる。

② Air- SF_6 混合ガス

- (a) 正極性の時間遅れは、 SF_6 ガスの混合比によらず、 $4 \sim 12 \mu sec$ の範囲にある。
混合比が少ない場合、放電路がタンク壁面へ向う例がある。しかしその時間遅れは約 $5 \mu sec$ で、 $N_2 - SF_6$ 混合ガスの $20 \mu sec$ に比べて短かく、放電路が平板電極へ向って伸びる際の時間遅れと変わらない。
- (b) 負極性の時間遅れは、総ての混合比で、 $N_2 - SF_6$ 混合ガスの値より大きい。特に、 V_{50} が非常に高くなる混合比0.8%では、時間遅れが $20 \mu sec$ 以上になる例が多い。
また、 SF_6 ガスの混合比が10%以上になると、時間遅れはギャップ長とともに増加する。この傾向は $N_2 - SF_6$ 混合ガスのそれに一致している。

。「紫外線照射が時間遅れに与える影響は、フラッシュオーバー電圧と同様に、正極性のみ現われる」特に、 $N_2 - SF_6$ 混合ガスの場合は紫外線照射をすると、時間遅れが短かくばらつきも少なくなる。たとえば、0.1%の SF_6 ガスの混合比では、紫外線照射によって前述の特異な放電路が無くなり、時間遅れは平均値で $11 \mu sec$ から $5 \mu sec$ と短くなる。

。「時間遅れの変化は、フラッシュオーバー進展機構に対応する」流し撮り写真によれば、 SF_6 ガスを含む混合ガスのフラッシュオーバー進展は、図6-23のようにモデル化できる。

すなわち、電圧印加後 $t_1 \mu sec$ 後において棒先端にブラッシュコロナが生じ、その後放電路の進展によって $t_2 \mu sec$ 経ってフラッシュオーバーが生ずる。

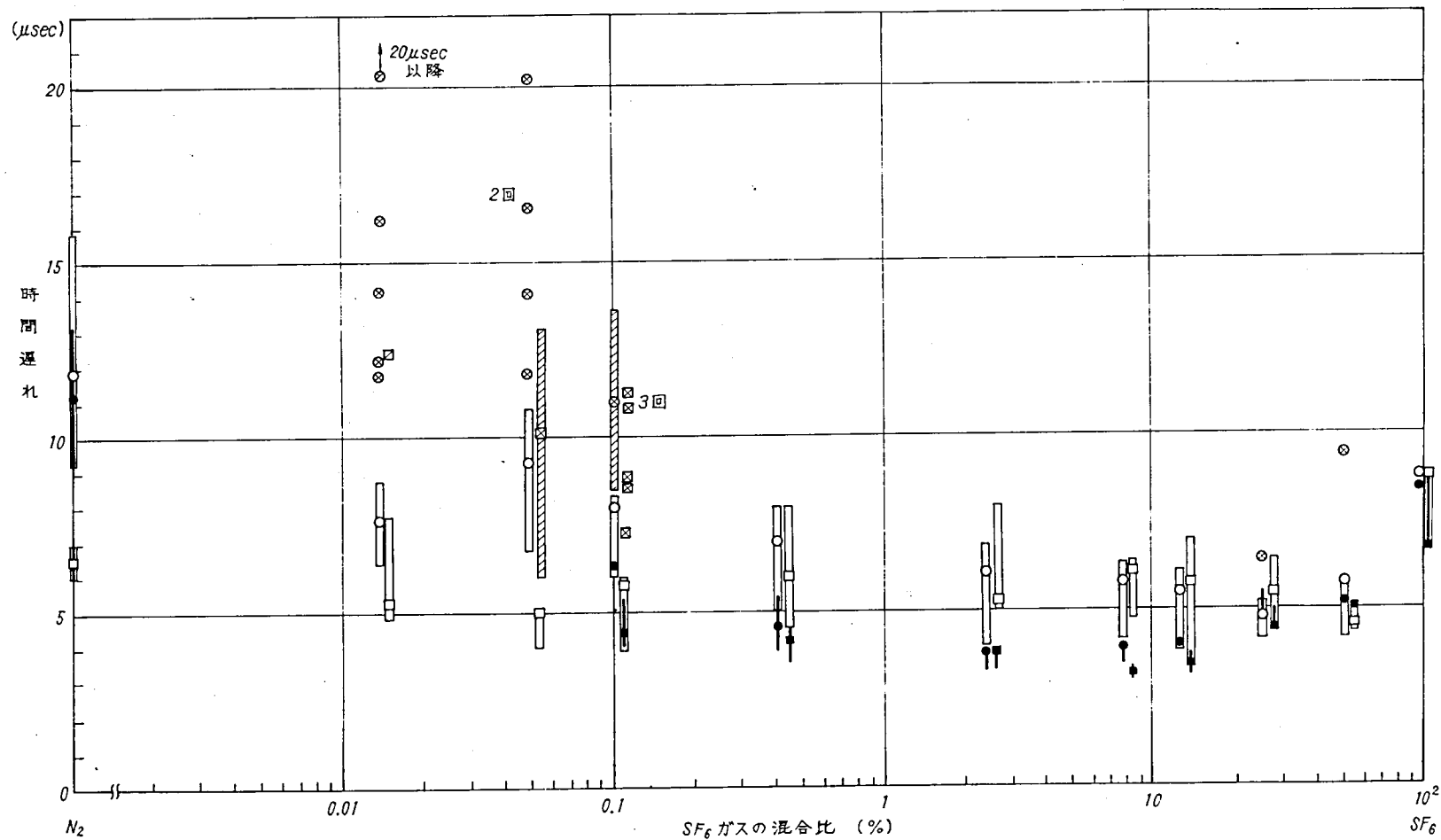
そこで時間遅れの構成を、流し撮り写真にもとづいて、

- ・電圧印加からブラッシュコロナ発生までの時間 t_1
- ・ブラッシュコロナ発生からフラッシュオーバーまでの時間 t_2

の2つに分けて図6-10図に示す。図では、横軸に SF_6 ガスの混合比、縦軸に時間をとる。また、各ギャップ長毎に、ブラッシュコロナ発生までの時間 t_1 とフラッシュオーバーまでの時間 $t_1 + t_2$ とを、それぞれ実線と点線で結んでいる。

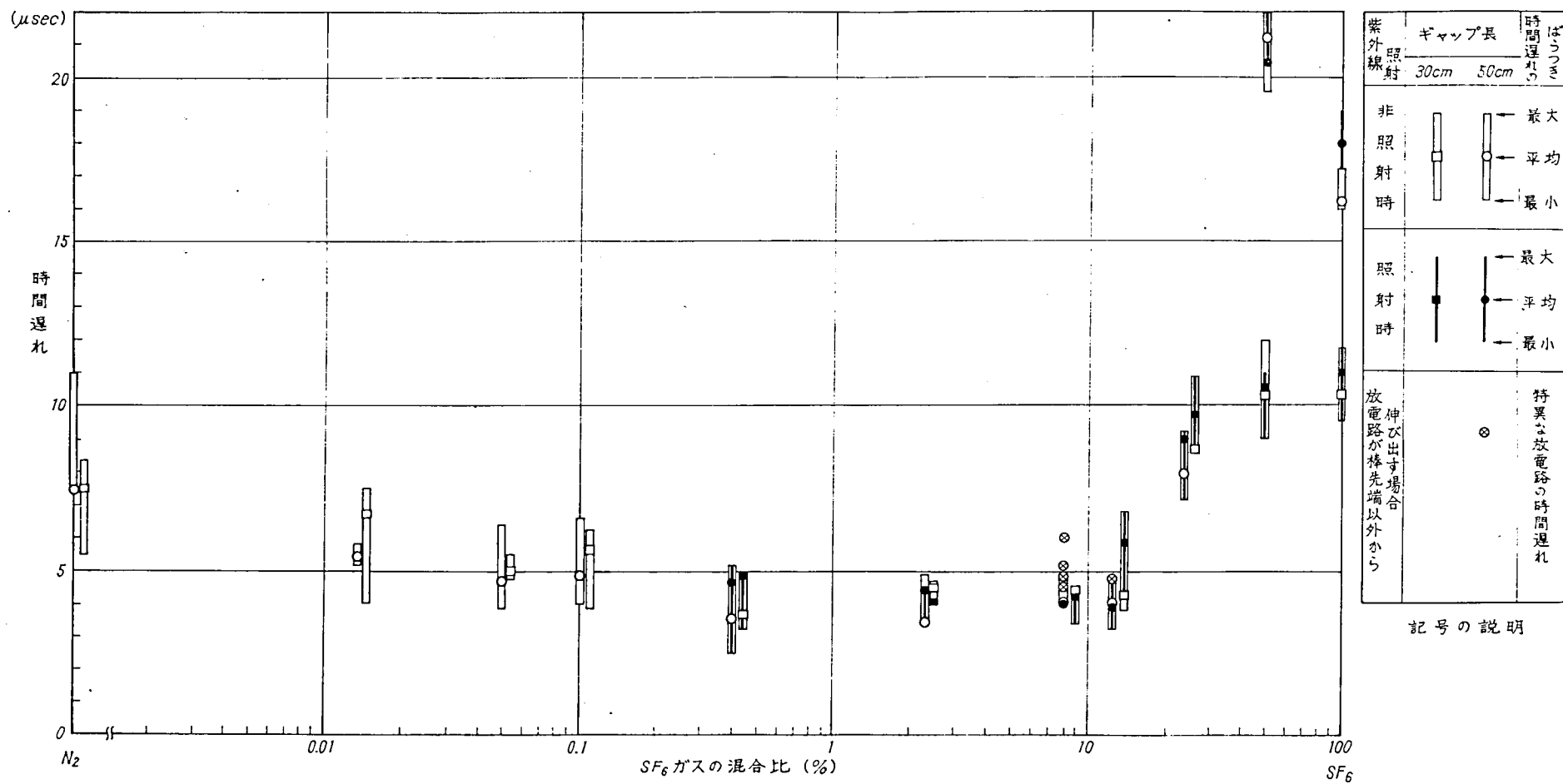
① $N_2 - SF_6$ 混合ガス

ブラッシュコロナが棒電極先端に発生するまでの時間 t_1 は、正極性における SF_6 ガスの混合比約2%を除いて、両極性共に電圧波頭部分の $1 \sim 3 \mu sec$ である。一方、ブラッシュコロナからフラッシュオーバーまでの時間 t_2 は、印加電圧



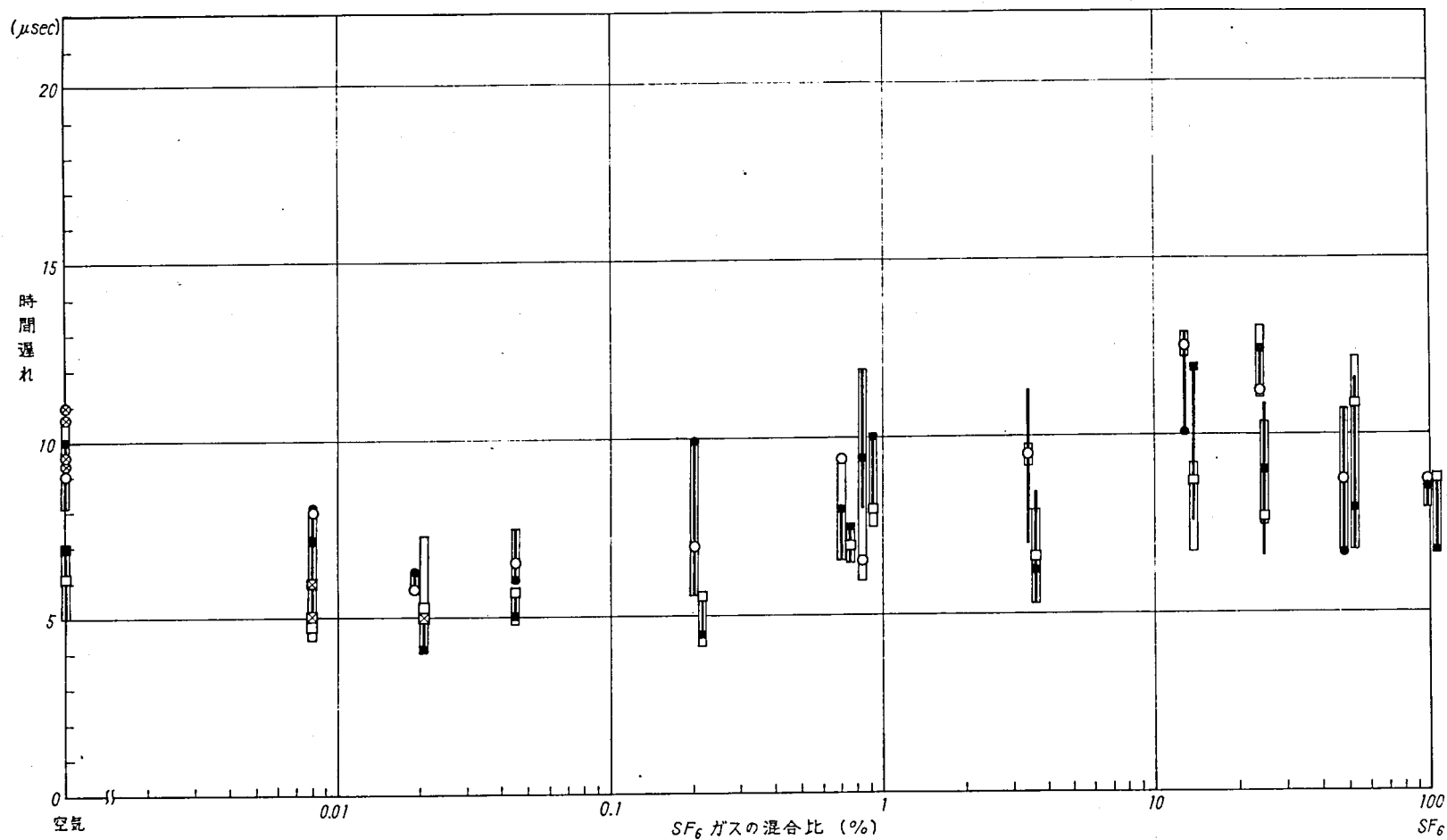
紫外線照射	ギャップ長		時間遅れのばらつき
	30cm	50cm	
非照射時			最大 平均 最小
照射時			最大 平均 最小
放電路が棒電極先端以外から伸び			特異な放電路の時間遅れ

(a) 正 極 性



(b) 負 極 性

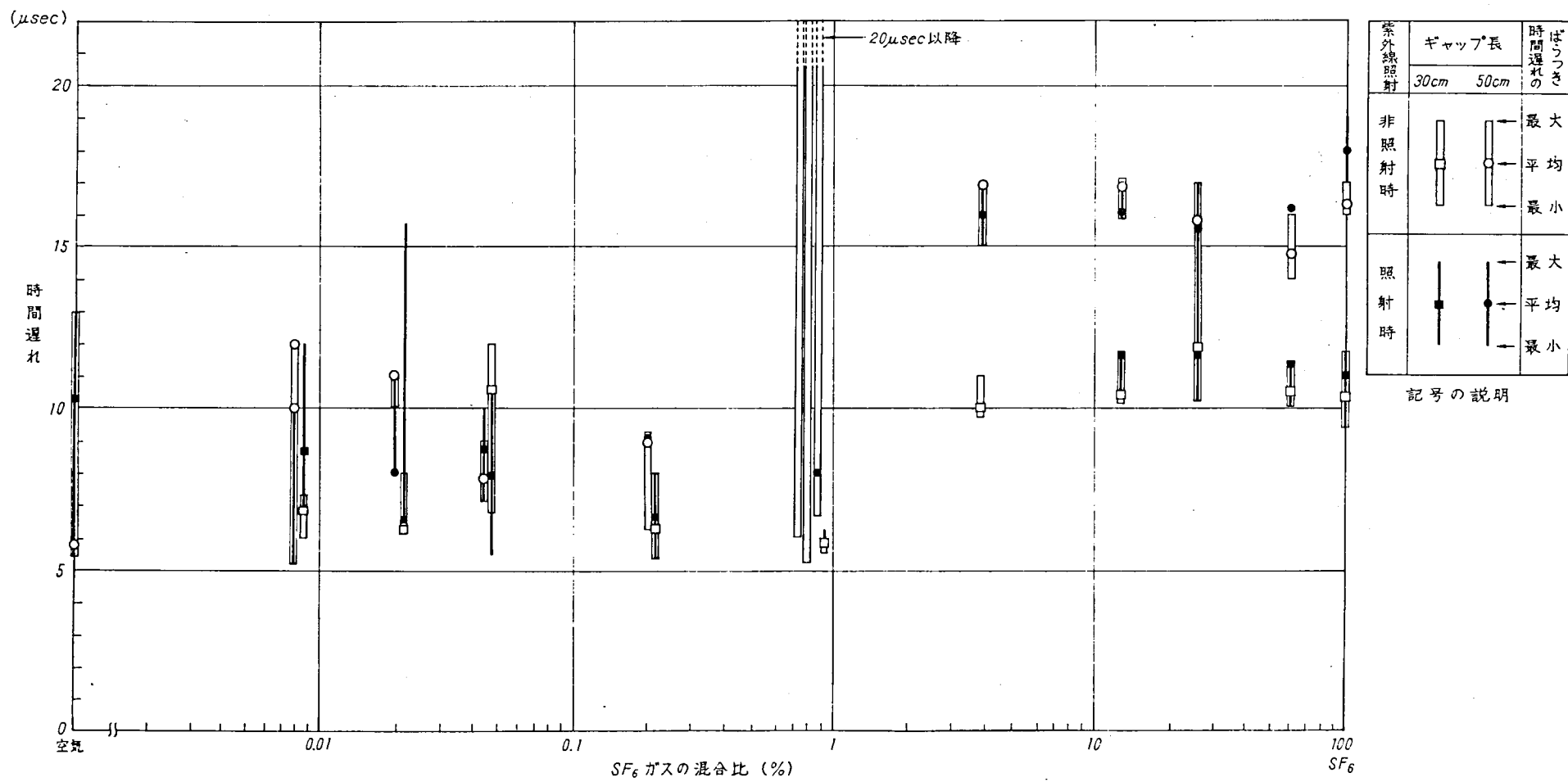
図6-7 N_2-SF_6 混合ガスの50%フラッシュオーバー電圧付近の時間遅れ



紫外線照射	ギャップ長		時間遅れのばらつき
	30cm	50cm	
非照射時			最大 平均 最小
照射時			最大 平均 最小
放電路が棒先端以外から伸び出す場合			特異な放電路の時間遅れ

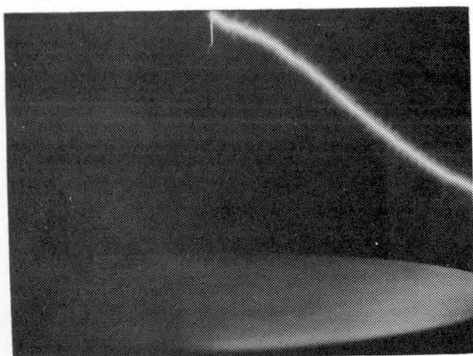
記号の説明

(a) 正極性

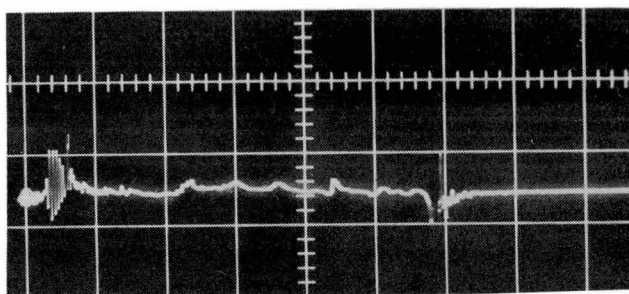


(b) 負 極 性

図6-8 Air-SF₆混合ガスの50%フラッシュオーバー電圧付近の時間遅れ



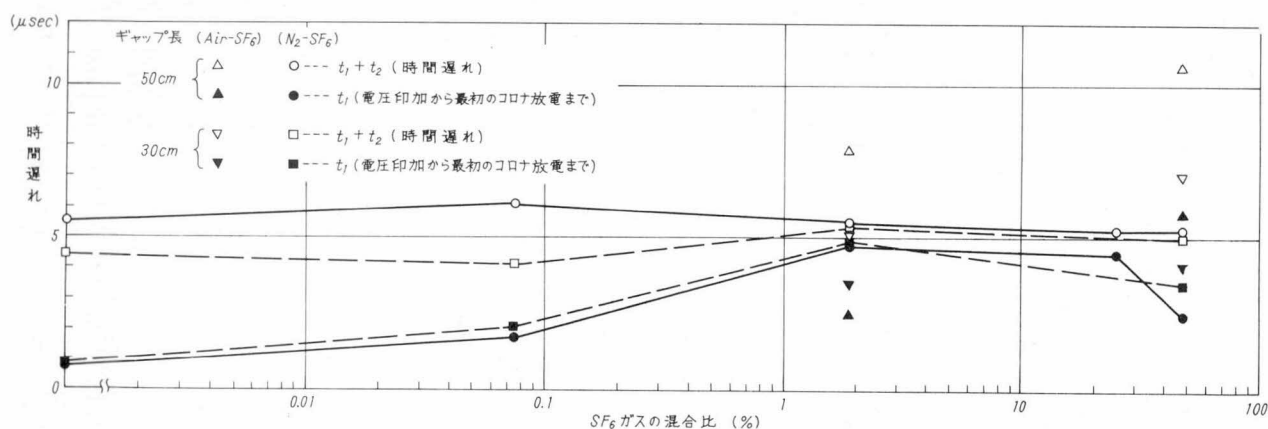
(a) フラッシュオーバー時の放電路



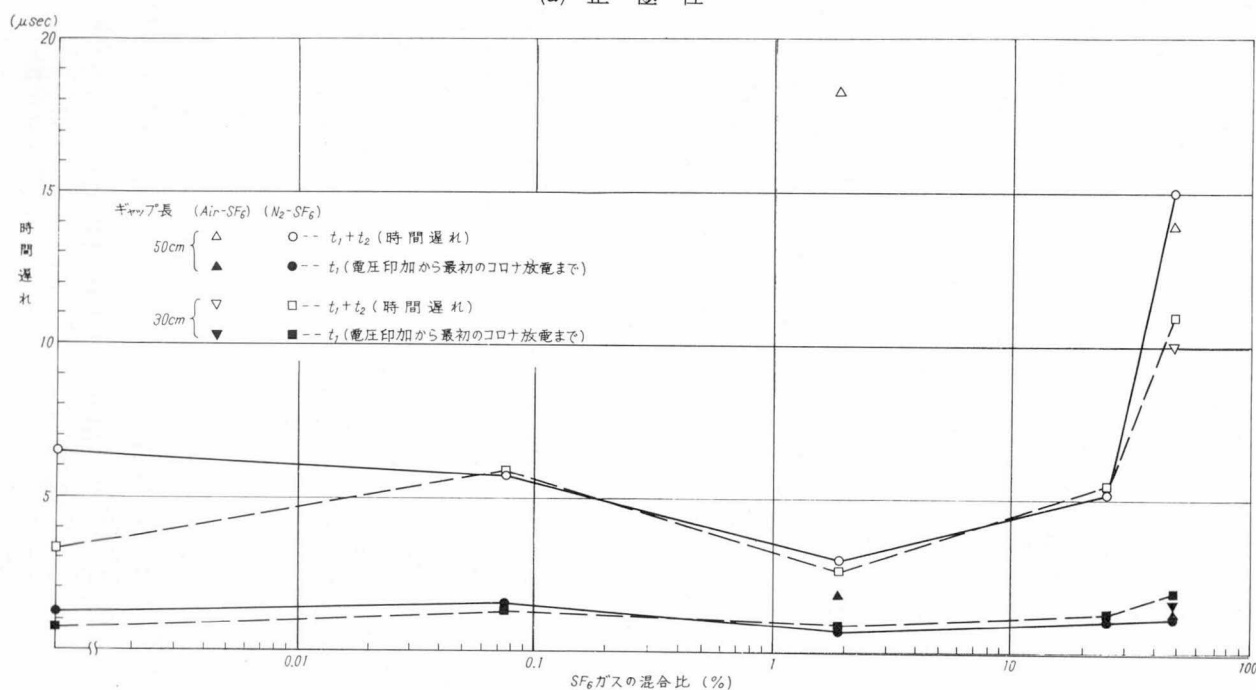
↑
放電路がタンク壁面へ
到達

(b) 電流波形 0.73 A/D 2 μs/D

図 6-9 $N_2-0.013\% SF_6$ 混合ガス中の特異な放電路
—正極性, ギャップ長 30 cm, 245 kV—



(a) 正 極 性



(b) 負 極 性

図 6-10 N_2-SF_6 , Air- SF_6 混合ガスの 50 %フラッシュオーバー電圧付近の時間遅れの構成

の極性と SF_6 ガスの混合比によって次のように大きく変化する。

(a) 正極性では、 SF_6 ガスの混合比約 2 % 付近を別にすると、ギャップ長 30 cm で 2 ~ 4 μsec 、50 cm では 3 ~ 4 μsec である。一方、混合比が約 2 % の場合は 0.8 μsec と非常に短い。フラッシュオーバの流し撮り写真によれば、この混合比ではブラッシュコロナ発生後放電路の形成が極めて短時間に行われている。詳細は 6.4 で述べるが、図 6-21 がその例である。

(b) 負極性では、 SF_6 ガスの混合比によって 3 つに分類できる。すなわち、

- N_2 ガスおよび SF_6 ガスの混合比が 0.1 % 以下と少ない場合、3 ~ 5 μsec
- 混合比約 2 % の場合、2 μsec
- 混合比 50 % の場合、ギャップ長と共に増える。30 cm で 9 μsec 、50 cm では 14 μsec 。

SF_6 ガスの混合比 50 % では、6.4 節で述べるように、ステップドリダが 1 ~ 3 cm / μsec の一定速度で棒電極先端から平板電極へ進むので、時間 t_2 がギャップ長に比例すると考えている。

② Air - SF_6 混合ガス

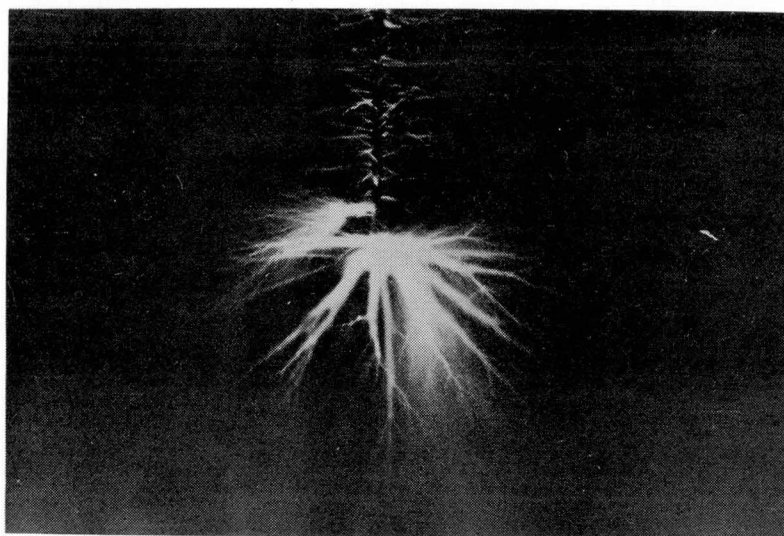
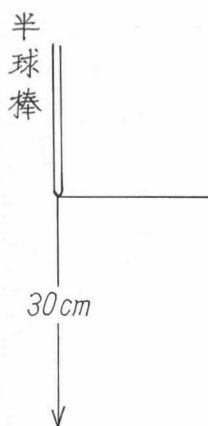
フラッシュオーバの流し撮りは、 SF_6 ガスの混合比が 1.8 % と 4.8 % の 2 ケースについてのみ行った。 N_2 - SF_6 混合ガスと相違する点は、 SF_6 ガスの量が 1.8 % と少ない場合に、棒先端のブラッシュコロナ発生からフラッシュオーバに到る時間 t_2 が非常に長いことである。すなわち、正極性では、 N_2 - SF_6 混合ガスの 0.8 μsec に対して 2 ~ 5 μsec 、負極性では 2 μsec に対して 16 μsec と長い。

この相違の原因は、図 6-19 と図 6-20 の流し撮り写真で明らかなように、Air - SF_6 混合ガスではブラッシュコロナ発生後ステップドリダが階段状に進展するためである。

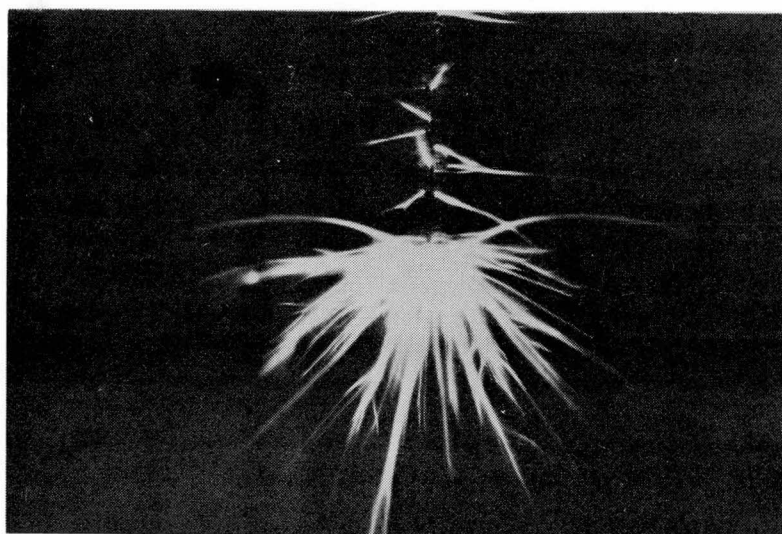
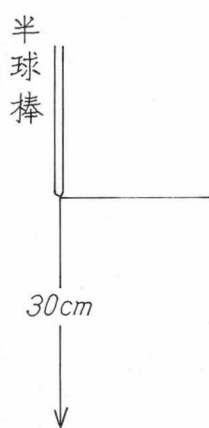
6.3.3 両混合ガスのフラッシュオーバ電圧特性の検討

筆者は、Air - SF_6 混合ガスのフラッシュオーバ電圧が高くなる原因として、コロナ放電とフラッシュオーバ進展機構の検討の結果、光電離作用により発生した空間電荷の電界緩和効果を考えている。すなわち、

- ① 「空間電荷を生むコロナストリーマの広がり、Air - SF_6 混合ガスの場合に非常に大きい」静止写真によれば、Air - 0.044 % SF_6 混合ガスでは、図 6-11 のように、両極性ともにコロナストリーマが棒先端から放射状に広がっている。一方、 N_2 - 0.054 % SF_6 混合ガスでは、図 6-12 のように、棒電極あるいは放電路先端でのコロナストリーマの広がり極く小さい。
- ② 「Air - SF_6 混合ガスでは、ステップドリダの先端に大きく広がるコロナストリーマの領域がある」流し撮り写真によると、 SF_6 ガスの量が少ない Air - SF_6 混合ガスにおいて、すでに階段状放電（ステップドリダ）がみられる。たとえば、Air - 1.8 % SF_6 混合ガスでも、図 6-19 や図 6-20 のように、階段状放電が伸び出しその放電路先端には大きく広がるコロナストリーマ領域がある。一方、 N_2 - 1.9 % SF_6 混合ガスでは電圧極性によって、放電進展の様子は大きく変化する。正極性では、棒電極先端のブラッシュコロナ発生後フラッシュオーバが 0.8 μsec という極めて短時間に生じる。（図 6-21 参照）一方負極性では、図 6-22 のように、先端に輝点をもつ放電路の階段状進展となる。
- ③ したがって、Air - SF_6 混合ガスでは、放電路先端に大きく広がるコロナストリーマによる空間電荷が、放電路先端の電界を緩和し放電路の伸展を抑制する。この結果、フラッシュオーバ電圧が上昇すると考えられる。
- ④ 両混合ガスのコロナストリーマの領域にこのような相違の生ずる原因として、コロナストリーマの発生に影響する光電離作用が、Air - SF_6 混合ガス中で活発であると推測できる。すなわち、空気中の励起した酸素ガス分子（電離電圧 15.5 eV）による酸素ガス分子（電離電圧 12.1 eV）の光電離作用である。
 N_2 - SF_6 混合ガスで光電離作用の少ない原因として、酸素ガス分子の密度が酸素ガス分子のそれに比べて非常に小さ

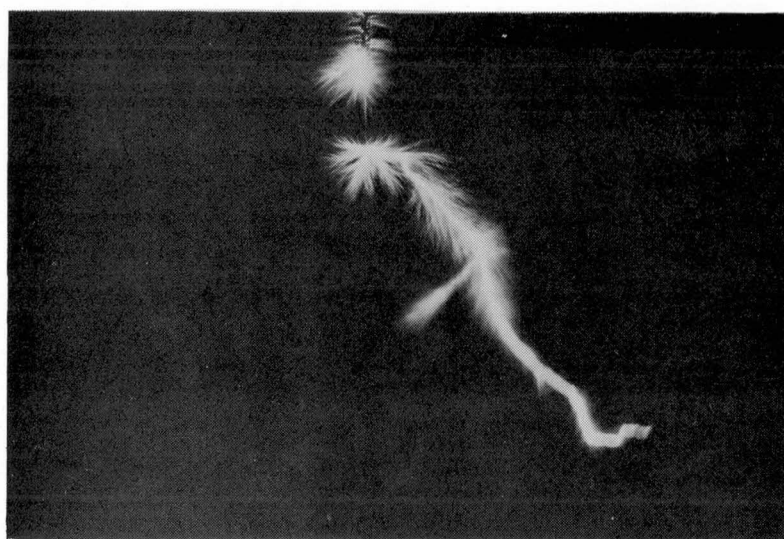
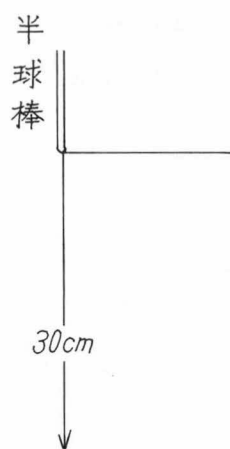


(a) 正極性 306kV

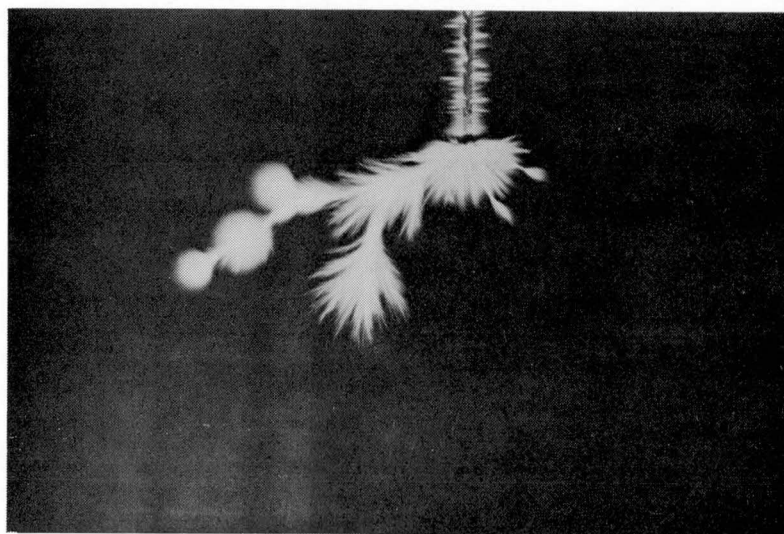
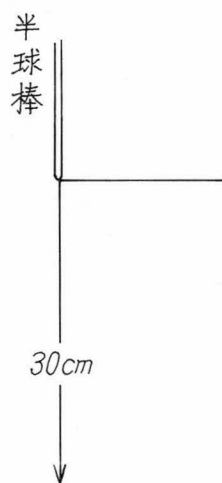


(b) 負極性 694kV

図6-11 Air-0.044% SF₆ 混合ガスのコロナ放電



(a) 正極性 153kV



(b) 負極性 265kV

棒電極先端から矢印迄は
実際の長さ30cmを表わす

図6-12 $\text{N}_2-0.054\% \text{SF}_6$ 混合ガスのコロナ放電

いために、励起した窒素ガス分子からの光が SF_6 ガス分子に吸収されてしまい光電離作用が起こり難いためと考えられる。その理由は、ガス封入前に実験タンク内に残留する空気中の酸素ガスの分圧は約 0.02 Torr である。少量の SF_6 ガスでは、タンク内がほとんど窒素ガスで満たされるので、酸素ガス分子と窒素ガス分子の密度比は約 3×10^{-5} である。また、酸素ガスの分圧 0.02 Torr は SF_6 ガスの分圧に比べても非常に小さい。たとえば $\text{N}_2 - 0.054\% \text{ SF}_6$ 混合ガスでも、 SF_6 ガスの分圧は 0.4 Torr ある。

6.4 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$, Air- SF_6 混合ガスの放電進展機構

$\text{N}_2 - \text{SF}_6$, Air- SF_6 混合ガス中のフラッシュオーバー進展機構を、主にICカメラを用いて、 V_{50} 付近の電圧を印加して測定した。窒素ガス、空気、 SF_6 ガスの他に、測定した混合ガスの SF_6 ガスの混合比は次の通りである。

- $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガス：0.074, 1.9, 25, 48%の4通り
- Air- SF_6 混合ガス：1.8, 48%の2通り

6.4.1 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガス

50%フラッシュオーバー電圧付近のコロナ放電は、図6-13のように、窒素ガス、 SF_6 ガス、 $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスでそれぞれ変化する。

- 窒素ガス；多数のコロナストリーマが広がる。
- SF_6 ガス；細い針金状の放電路が2ないし3本伸び出す。
- $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガス；多数の玉状（負極性の場合）あるいは房状の発光領域（正極性の場合）を有する主放電路が伸び出す。

このようなコロナ放電からフラッシュオーバーへの進展機構について、ICカメラによる流し撮り写真や電流波形の代表例を、図6-14から図6-17に示す。図の流し撮り写真と電流波形とは、横軸の時間掃引が互に対応している。これらの流し撮り写真や電流波形をもとに、 SF_6 ガスの混合比の変化に伴うフラッシュオーバー進展機構の変化を以下にまとめる。

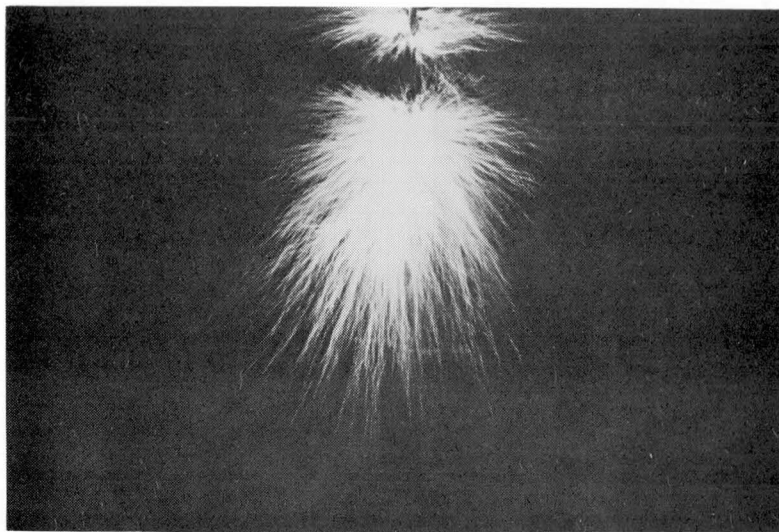
- ① 「窒素ガスや SF_6 ガスをごく少量含む混合ガスでは、棒電極先端のブラッシュコロナ発生後、コロナストリーマを伴うリーダの連続的な進展によりフラッシュオーバーが起る」このフラッシュオーバー進展がみられるのは、正極性では SF_6 ガスの混合比が25%以下、負極性では0.1%未満の場合である。図6-14は、混合比0.074%で正極性雷インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー進展の例である。電圧印加時から $1.2 \mu\text{sec}$ 後、すなわちピーク値の50%の波頭部分で、棒電極先端にコロナストリーマが生じる。その後およそ $1 \mu\text{sec}$ 経過して、先端にコロナストリーマを伴うリーダが平板電極へ連続的に進展する。コロナストリーマはリーダよりも数 μsec 先行して平板電極に達している。図の中で、流し撮り写真の右端に生じた明るいリング状の発光は、ICカメラの掃引中のフラッシュオーバーによって生じたものである。

負極性の場合、正極性に比べて SF_6 ガスの少ない混合比から間欠放電が生じ易い。図6-16は、混合比0.074%で既に間欠放電が生じていることを示している。

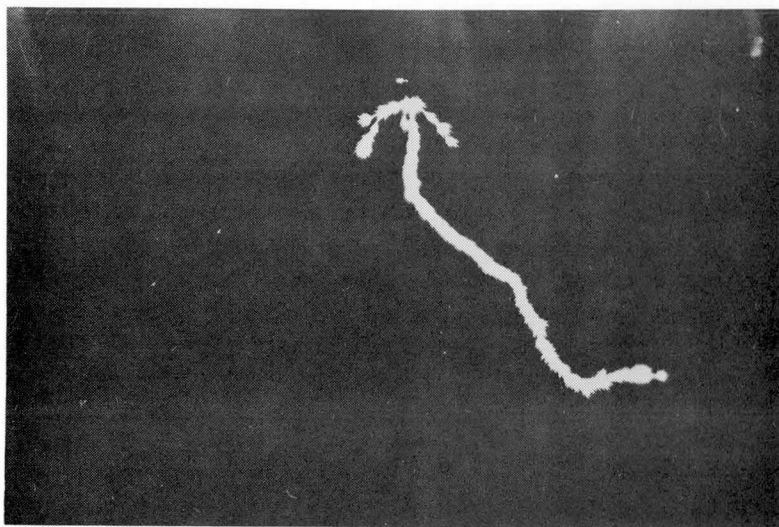
- ② 「 SF_6 ガスの混合比が増えると、先端に小さな輝点となったコロナストリーマを伴うリーダの階段状進展によりフラッシュオーバーが生じる」正極性では、図6-15の混合比50%のように、印加電圧の波頭部分でブラッシュコロナが棒電極先端に生じると、ほとんど同時にリーダが空間的に同じ場所を繰り返し進展し $2 \mu\text{sec}$ 後に平板電極に達している。

各リーダはその先端に特に明るい輝点を有している。またリーダの繰り返し進展に対応して、電流がパルス的に流れる。

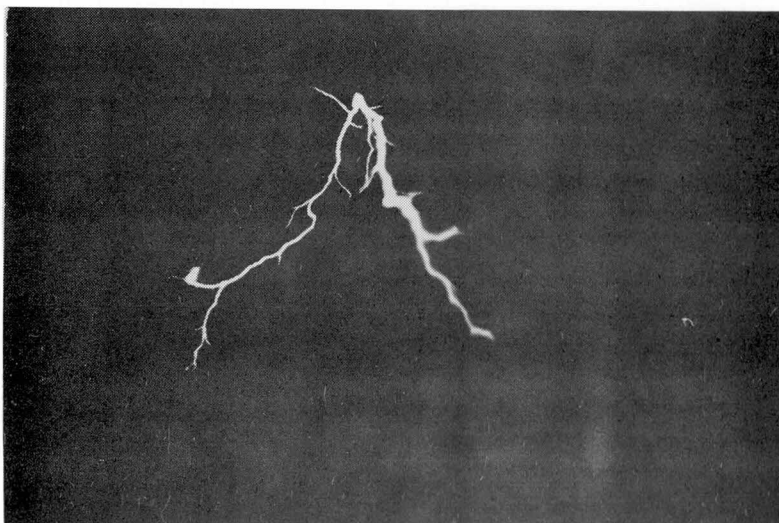
一方、負極性の場合、前述の通り0.074%という少量の SF_6 ガスの混合によって階段状に放電が進展する。すな



325 kV
N₂ ガス



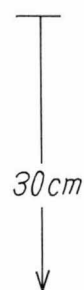
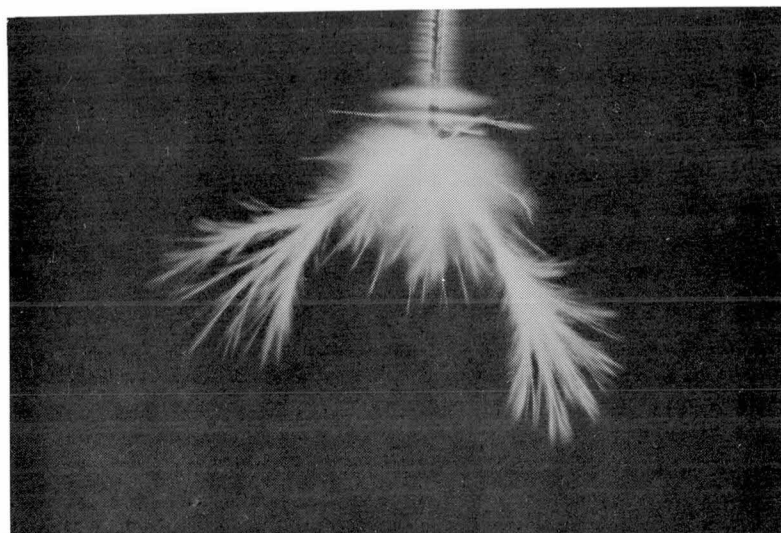
256 kV
N₂-50% SF₆ ガス



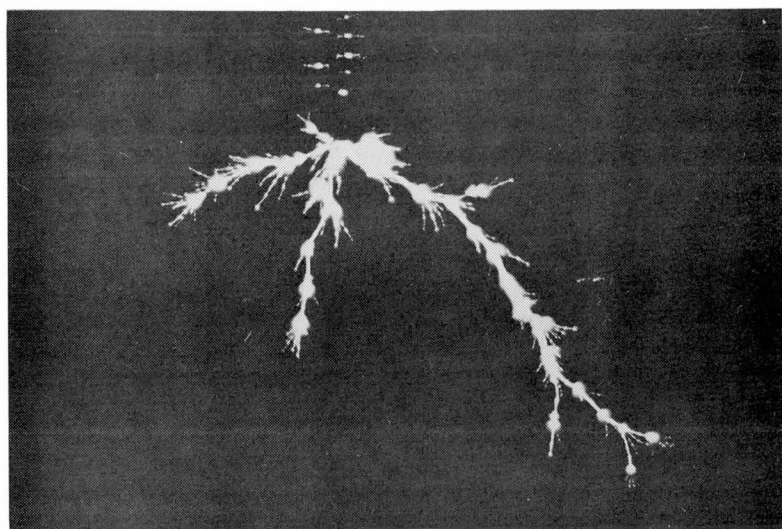
255 kV
SF₆ ガス

棒電極先端から矢印迄は実際の
長さ 30 cm に対応する

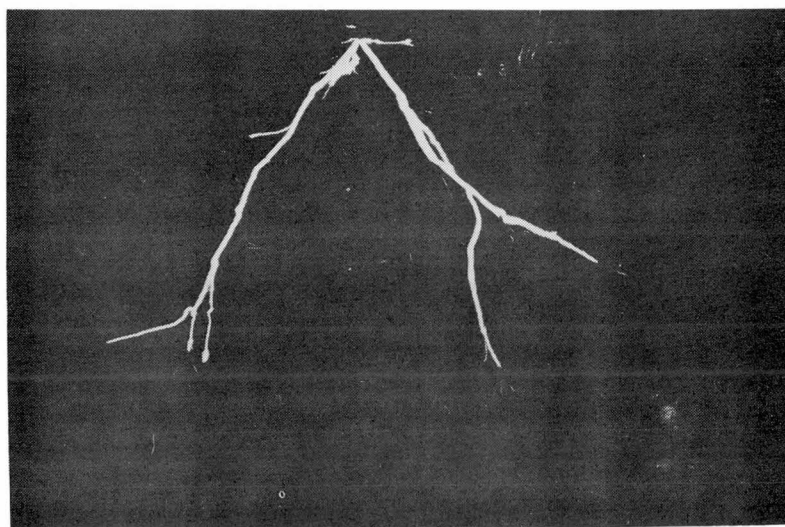
(a) 正極性, ギャップ長 50 cm



571kV
N₂ ガス



418kV
N₂-50% SF₆ ガス

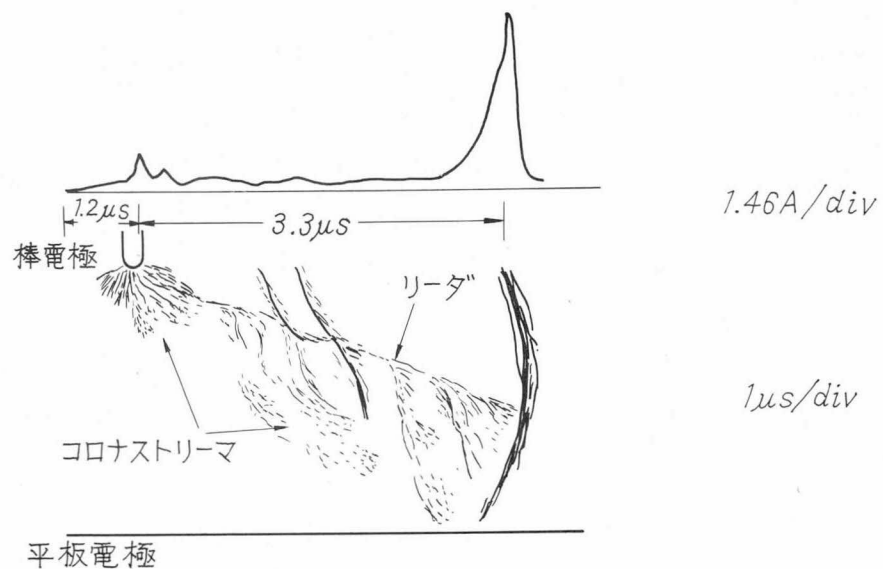


519kV
SF₆ ガス

棒電極先端から矢印
迄は実際の30cmに
対応する

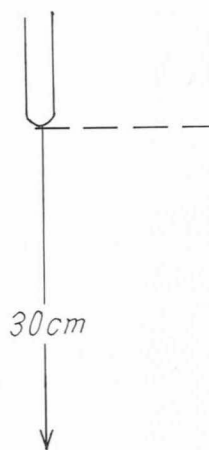
(b) 負極性 ギャップ長50cm

図6-13 N₂ ガス, SF₆ ガス, N₂-50% SF₆ 混合ガスのコロナ放電



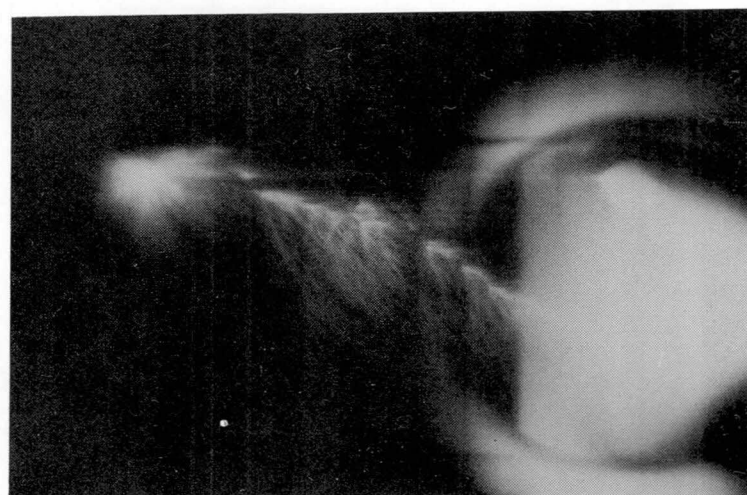
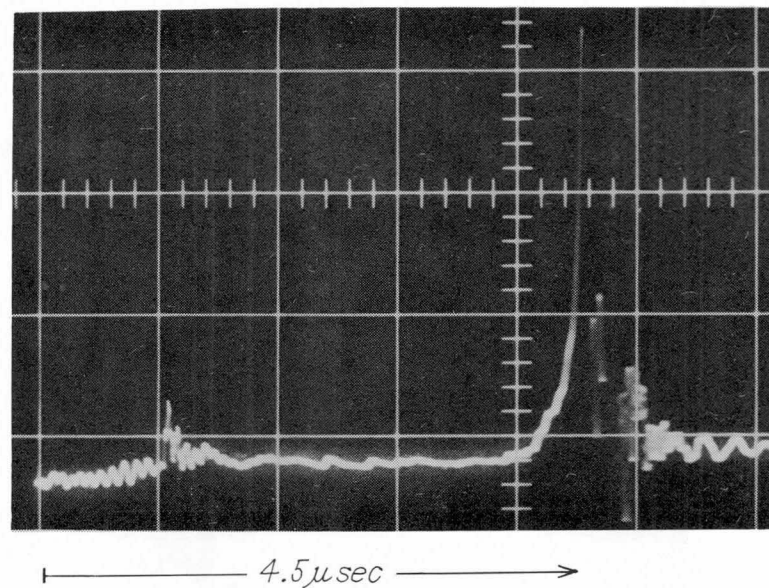
(c) 模式図

図 6-14 $N_2 - 0.074\% SF_6$ 混合ガス中のフラッシュオーバー進展
—正極性ギャップ長 50 cm, 337 kV—

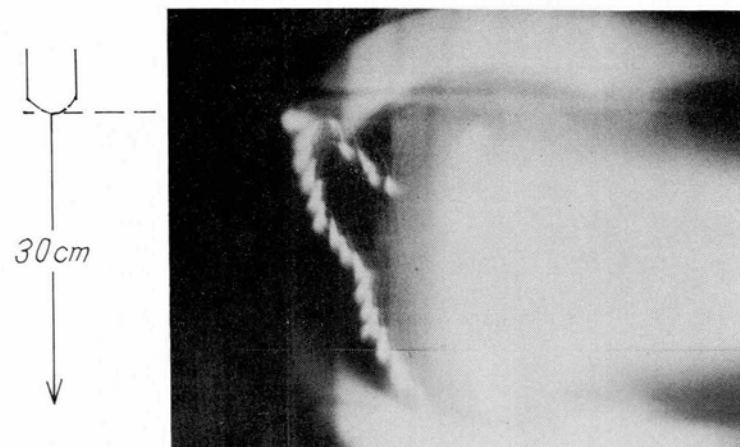
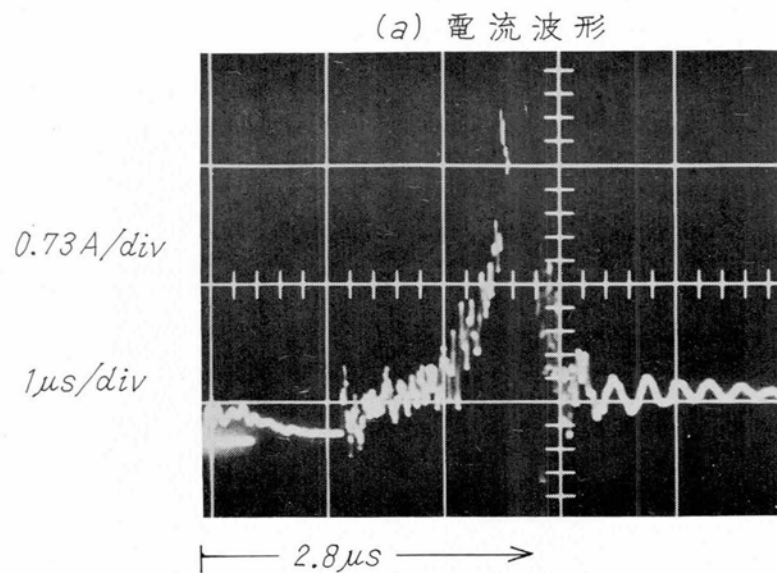
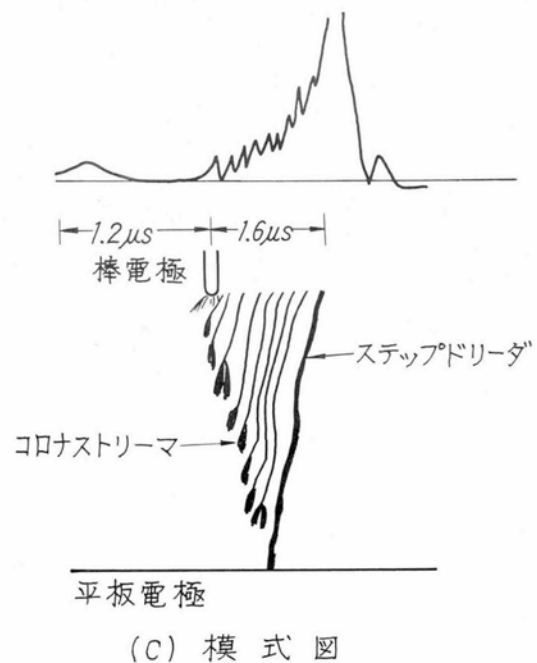


棒電極先端から矢印迄は実際の長さ 30 cm に対応する

(a) 電流波形



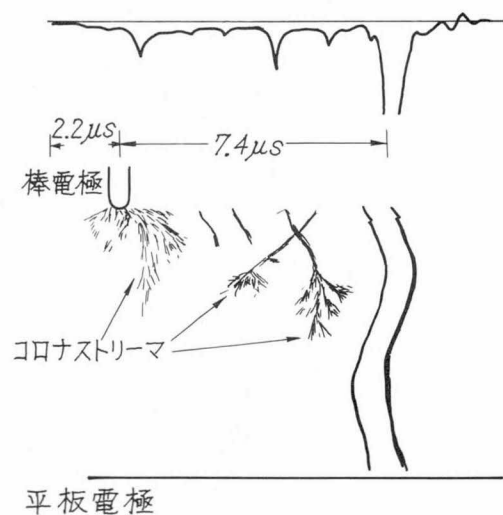
(b) 流し撮り写真



棒電極先端から矢印迄は実際の長さ30cmに対応する

(b) 流し撮り写真

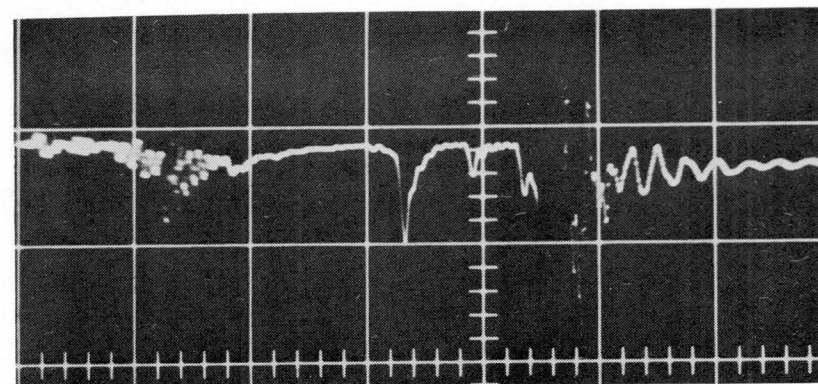
図6-15 N₂-48%混合ガス中のフラッシュオーバー進展 —正極性ギャップ長50cm, 357kV—



(c) 模式図

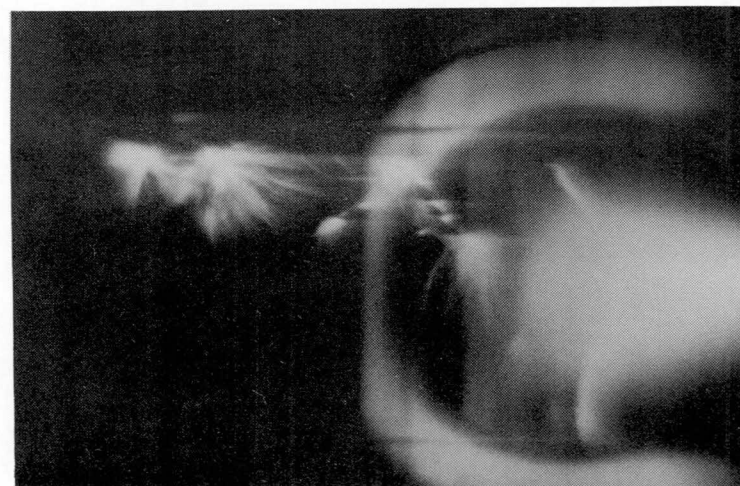
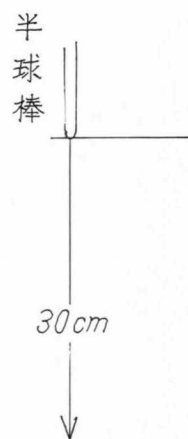
1.22A/div

2 μs /div



(a) 電流波形

9.6 μs



棒先端から矢印迄は実際の長さ 30cm に対応する

(b) 流し撮り写真

図 6-16 $N_2 - 0.074\%$ SF_6 混合ガス中のフラッシュオーバ進展 — 負極性ギャップ長 50cm, 408kV —

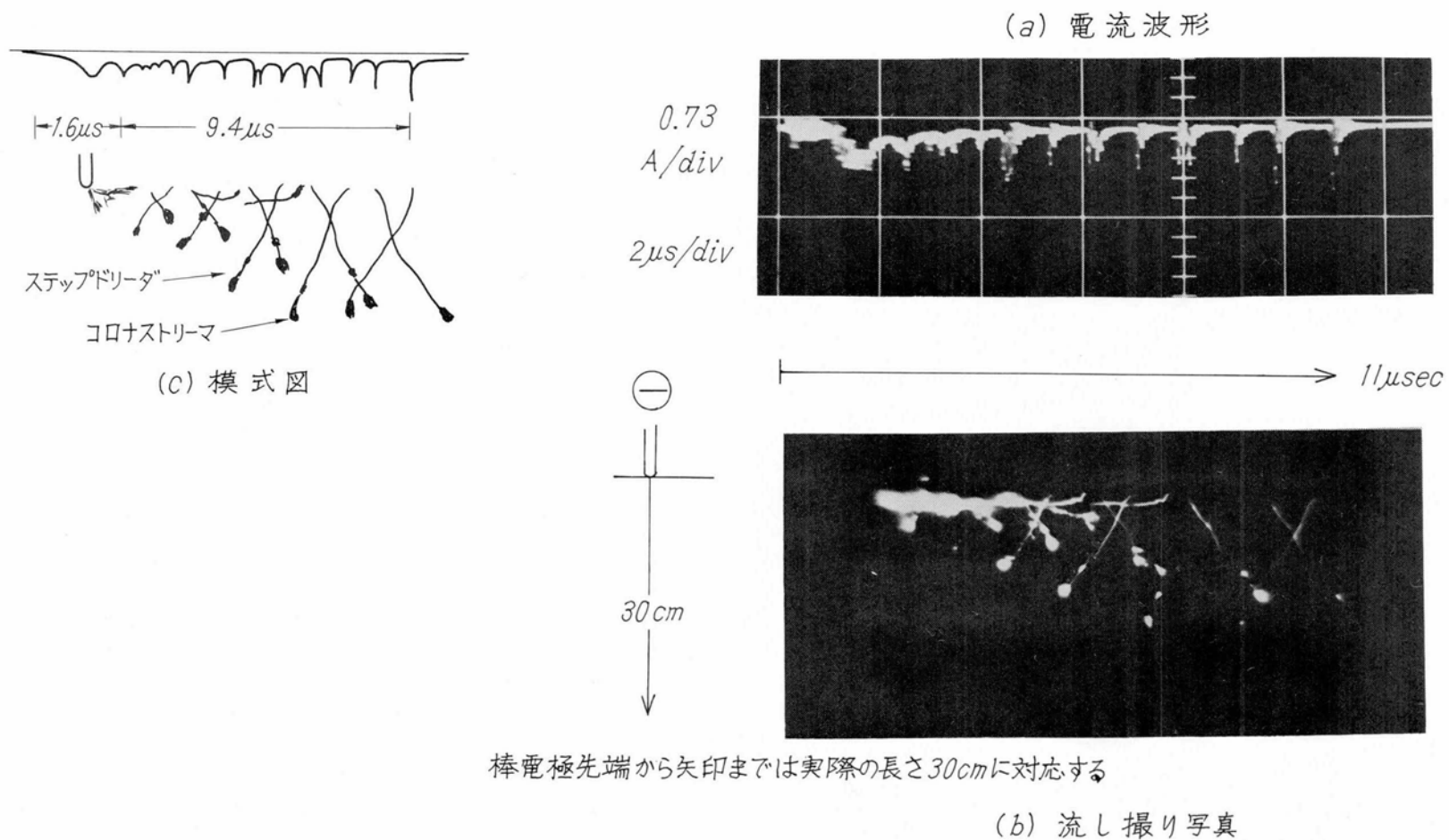


図 6-17 $N_2-48\% SF_6$ 混合ガス中の放電進展 —負極性ギャップ長 50 cm, 418 kV—

わち、図6-16の例で棒電極先端にブラッシコロナ発生後、 $1\sim 2\ \mu\text{sec}$ の不規則な時間間隔でリーダが階段状に平板電極へ伸びる。

同じ負極性でも SF_6 ガスが多くなると、図6-17の混合比約50%の例のように、リーダの進展が変化する。すなわち、

- コロナストリーマの収縮した輝点がステップドリダの先端および途中に付随する。
- ステップドリダが比較的一定な時間間隔($1\sim 2\ \mu\text{sec}$)で進展する。

③ 「電圧極性によって、ステップドリダの形状、時間間隔、進展速度が相違する」 SF_6 ガスの混合比50%の場合のステップドリダについて、印加電圧の極性で比較する。

正極性の例を図6-15、負極性の例を図6-17に示す。

- 負極性では各リーダの先端以外にも輝点が1ヶないし2ヶ存在し、幹の部分(リーダの電極端から先端までの部分)も一様に発光している。正極性では、リーダの幹の部分の発光は先端に比べて弱く、輝点はリーダ先端にのみ1個存在する。
- ステップドリダの階段状に伸びる時間間隔は、負極性が $1\sim 2\ \mu\text{sec}$ に対し正極性では $0.1\ \mu\text{sec}$ 以下と非常に短い。
- フラッシュオーバー電圧が低いにもかかわらず、リーダの進展速度は正極性の方が2~3倍速い。

④ 「負極性でみられるステップドリダの先端から微小放電路が伸び出す」図6-13のコロナ放電の静止写真で、 SF_6 ガスおよび約50%の SF_6 ガスを含む混合ガス中では微小放電路が主放電路の先端にみられる。この主放電路は、流し撮り写真の結果から、階段状に進展するステップドリダである。したがって、各々のステップドリダ先端にこのような微小放電が存在している。

この微小放電を詳しく観測する目的で、内径40cmの小型実験タンク内に1cm ϕ 半球棒-平板をギャップ長10cmで設置し、コロナ放電を撮影した。その結果(図6-18)によれば、微小放電路はステップドリダ中の球状発光領域から暗部を経て伸び出しており、しかも複数個の輝点を有する形態がステップドリダと類似している。したがって、負極性のステップドリダはそれより先に生じた微小放電路を通して進展すると考えられる。ただし、微小放電の発光がICカメラの感度より低いので、その発生時期ならびに作用については解明していない。

なお、微小放電は SF_6 ガスの混合比が6%以上で観測された。同様の微小放電は SF_6 ガスについても筆者らが観測している。また千葉ら^{6.7)}によって SF_6 ガス中のリヒテンベルグ図形でもこの微小放電を観測している。

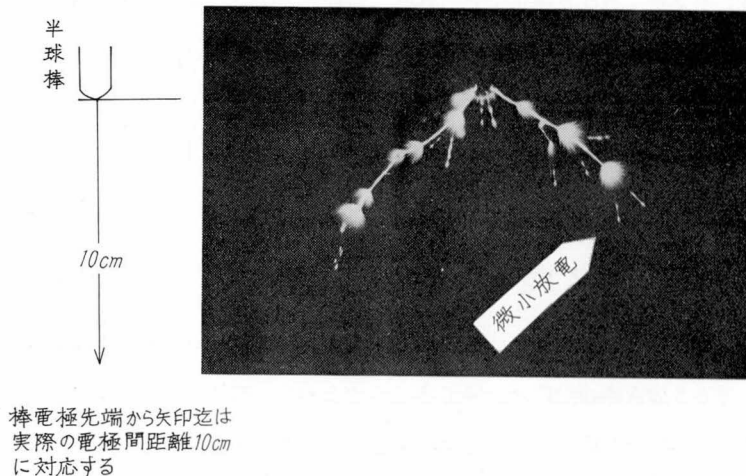


図6-18 $\text{N}_2 - 53\% \text{SF}_6$ 混合ガス中の微小放電
—負極性、ギャップ長10cm、206KV—

6.4.2 Air-SF₆ 混合ガス

Air-SF₆ 混合ガスでは、N₂-SF₆ 混合ガスに比べてずっと少ない量のSF₆ ガスで、リーダが階段状に進展する。たとえば、正極性の場合混合比約2%で、図6-19のようにリーダが階段状に進展する。この原因は、ステップドリーダが正イオンと負イオンの再結合によって生じると考えられるので、電氣的負性気体である酸素分子の存在によって全体の負イオン密度が増加するためである。

表6-3 混合ガス中ステップドリーダの進展速度の分布

なお、SF₆ ガスの混合比が増えると、Air-SF₆ およびN₂-SF₆ 混合ガス中のステップドリーダの進展速度はほぼ等しい。混合比50%のステップドリーダの進展速度の分布を表6-3に示す。この表はフラッシュオーバー時の流し撮り写真から、N₂-SF₆ 混合ガスでは10回のフラッシュオーバー、Air-SF₆ 混合ガスでは11回のフラッシュオーバーをもとに進展速度を求めた。速度の変動範囲は、リーダの伸びの長さの測定精度によるが、±25%の範囲にある。ステップドリーダの進展速度は、両混合ガスともに、1~3cm/μsecである。

速度範囲 (cm/sec)	Air-47.7%SF ₆		N ₂ -47.7%SF ₆	
	出現度数	分布 (%)	出現度数	分布 (%)
(0.5~0.6)×10 ⁵	1	2.9	0	0
(0.6~0.7) "	2	5.9	2	7.4
(0.7~0.8) "	1	2.9	0	0
(0.8~0.9) "	2	5.9	2	7.4
(0.9~1.0) "	1	2.9	1	3.7
(1.0~2.0)×10 ⁶	20	58.8	14	51.9
(2.0~3.0) "	6	17.6	5	18.5
(3.0~4.0) "	1	2.9	2	7.4
(4.0~5.0) "	0	0	0	0
(5.0~6.0) "	0	0	1	3.7
計	34	99.8	27	100

なおギャップ長30cm、50cmの間に相違は見られなかった。

6.5 N₂-SF₆ 混合ガスにおけるフラッシュオーバー進展の最適条件

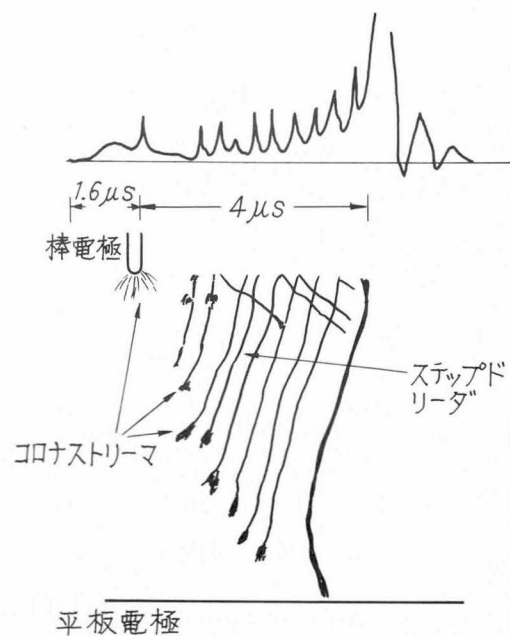
N₂-SF₆ 混合ガスのフラッシュオーバー電圧は、図6-5のように、SF₆ ガスの混合比0.4~8%の範囲で非常に低くなっている。混合比約2%について流し撮り写真と電流波形の同時測定を行ってみると、図6-21のように、ブラッシュコロナの発生とほとんど同時に明るい放電路が電極間に形成される。引き続き0.8μsecという極めて短時間の後にフラッシュオーバーが生じている。この間電流が連続して流れており、放電路の導電度が上昇しつづけていると考えられる。この例では、電圧印加後7.5μsec経過してブラッシュコロナが生じるのは、初期電子供給の統計的時間遅れによると考えている。

印加電圧が低いにもかかわらずフラッシュオーバーを引き起こす放電路が高速度で進展することから、混合比2%付近のN₂-SF₆ 混合ガスは、不平等電界ギャップのフラッシュオーバー進展が生じ易い1つの最適条件と考えられる。

6.6 電氣的負性ガス(SF₆ ガス)を含む混合ガス中のフラッシュオーバー進展モデル

本研究の結果から、SF₆ ガスと窒素ガスまたは空気をほぼ等量含む混合ガス中のフラッシュオーバー進展は、図6-23(a)のように玉状の発光領域を伴う放電路の階段状進展である。すなわち、雷放電のステップドリーダに類似した放電路が、先端に玉状のコロナストリーマ領域を形成しつつ階段状に進展する。本論文では、このような形式の放電進展を仮に「玉つき型放電進展 (billiardballcue like extension)」と名づける。

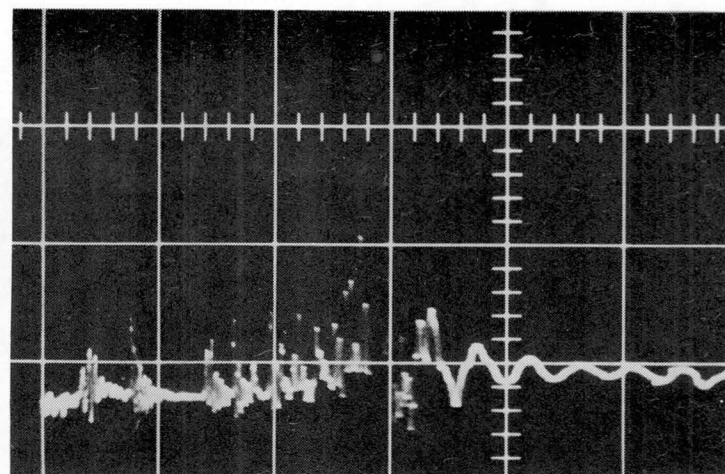
この玉つき型放電進展の機構としては、高気圧空気中の長ギャップの放電進展と同様に(6.13)次の過程の繰り返しを考



(c) 模式図

0.73A/div

2 μ s/div

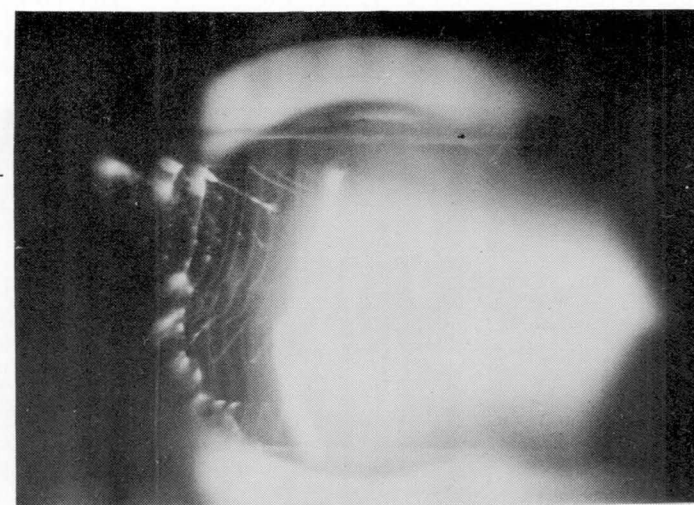


(a) 電流波形

5.6 μ s

半球棒

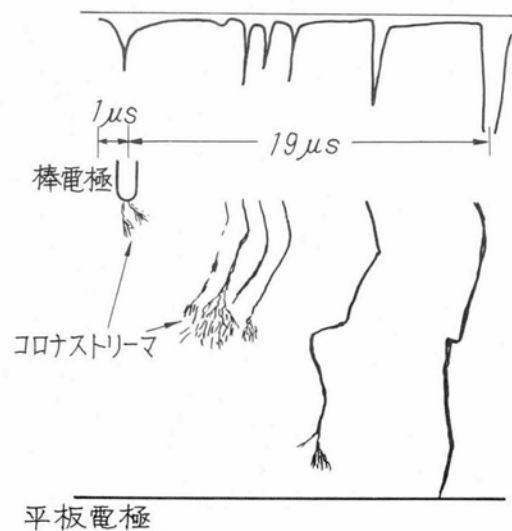
30cm



棒先端から矢印迄は実際の長さ30cmに対応する

(b) 流し撮り写真

図6-19 Air - 1.84% SF₆ 混合ガス中のフラッシュオーバー進展
- 正極性, ギャップ長 50 cm, 275 kV -

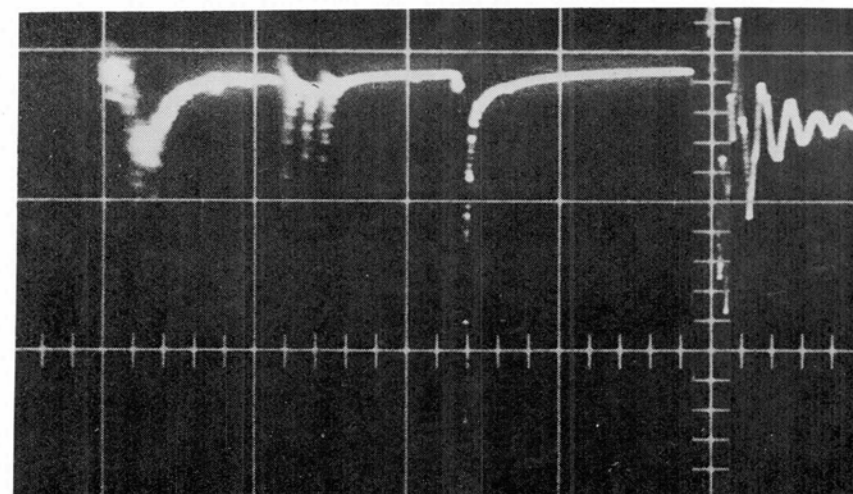


(c) 模式図

図6-20 Air-18.4% SF_6 混合ガス中のフラッシュオーバー進展
—負極性, ギャップ長 50 cm , 653 kV —

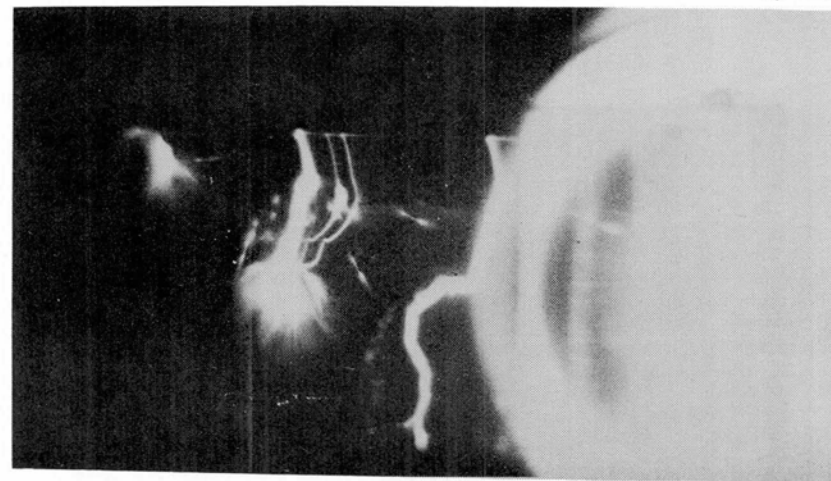


左側の棒電極先端から矢印迄は実際の長さ 30 cm に対応する



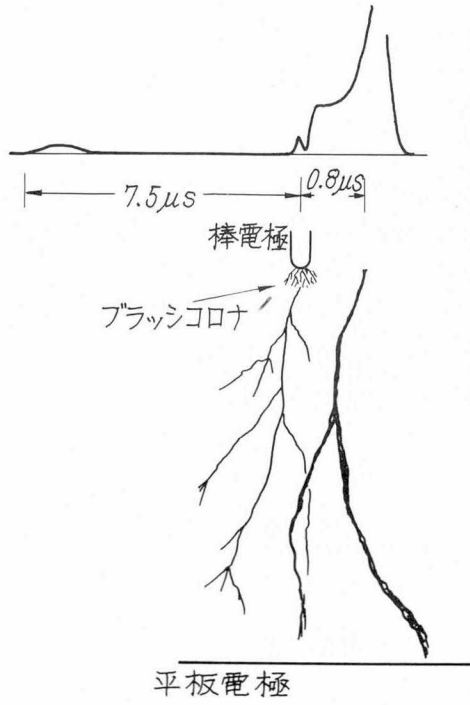
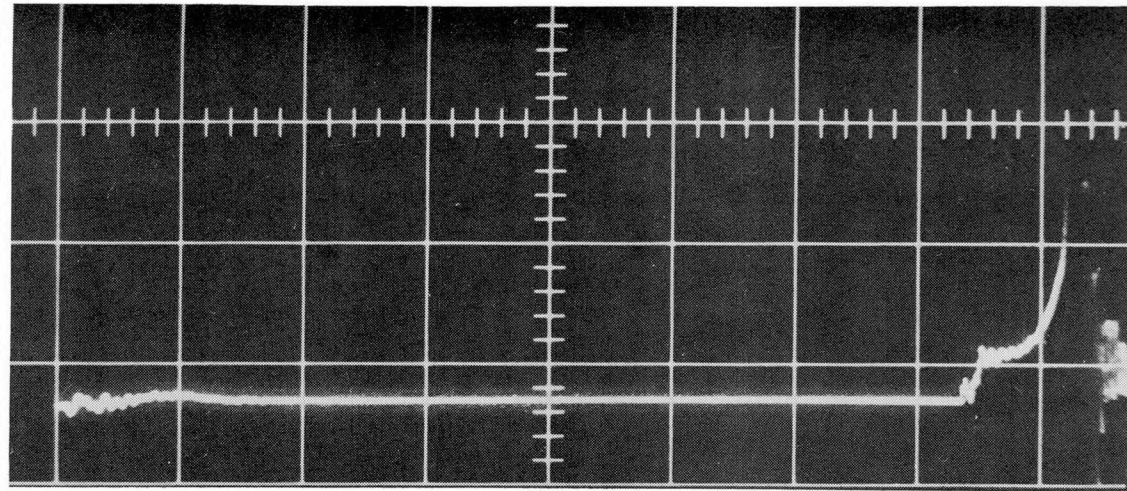
(a) 電流波形

t $\rightarrow 20\mu\text{ sec}$



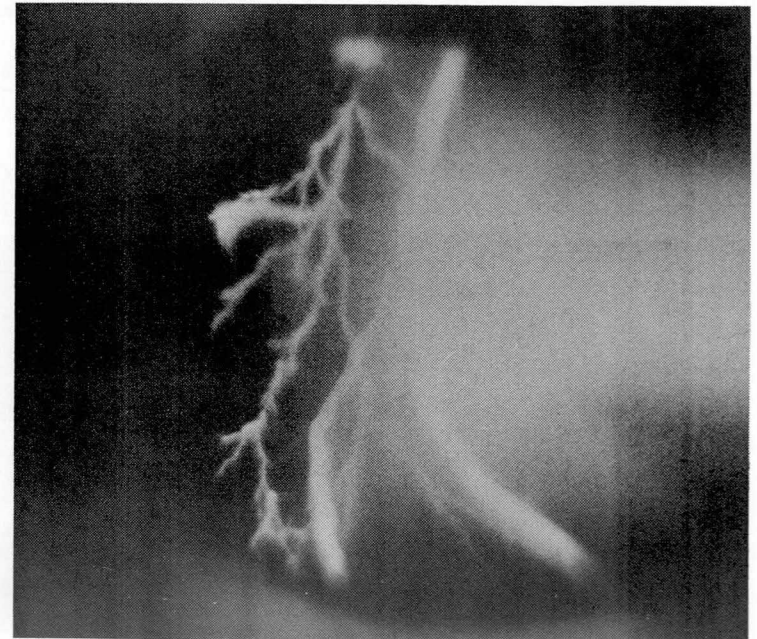
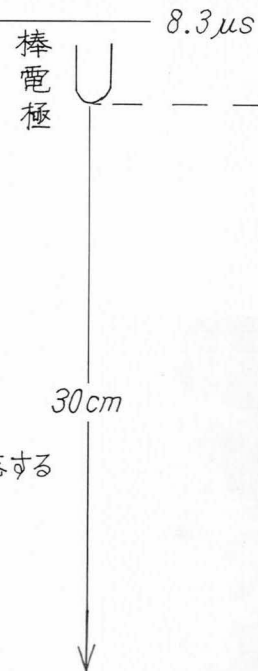
(b) 流し撮り写真

(a) 電流波形



(c) 模式図

棒電極先端から矢印迄は実際の長さ30cmに対応する



(b) 流し撮り写真

図6-21 $N_2 - 1.87\% SF_6$ 混合ガス中のフラッシュオーバ進展
—正極性, ギャップ長 50 cm, 169 kV—

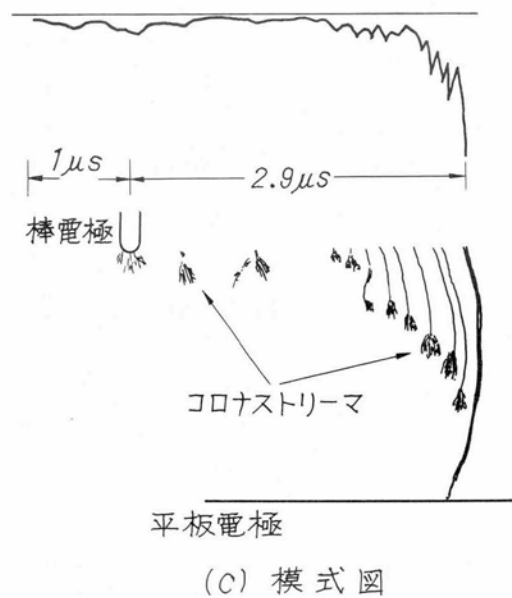
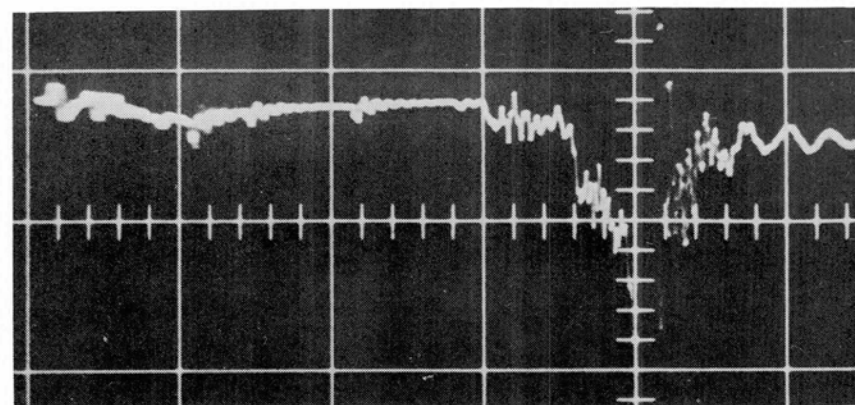
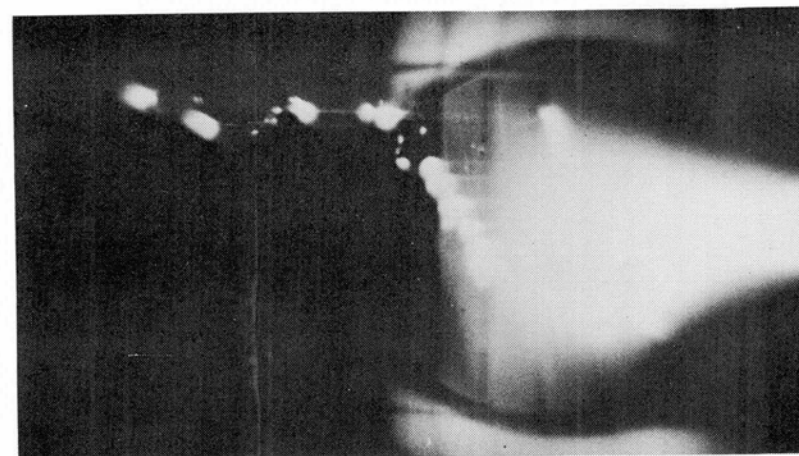


図 6 - 22 $N_2-1.87\% SF_6$ 混合ガス中のフラッシュオーバ進展
—負極性ギャップ長 50 cm, 275kV—



(a) 電流波形

t \rightarrow 3.9 μsec



左側の棒電極先端から矢印迄は実際の長さ 30cm に対応する

(b) 流し撮り写真

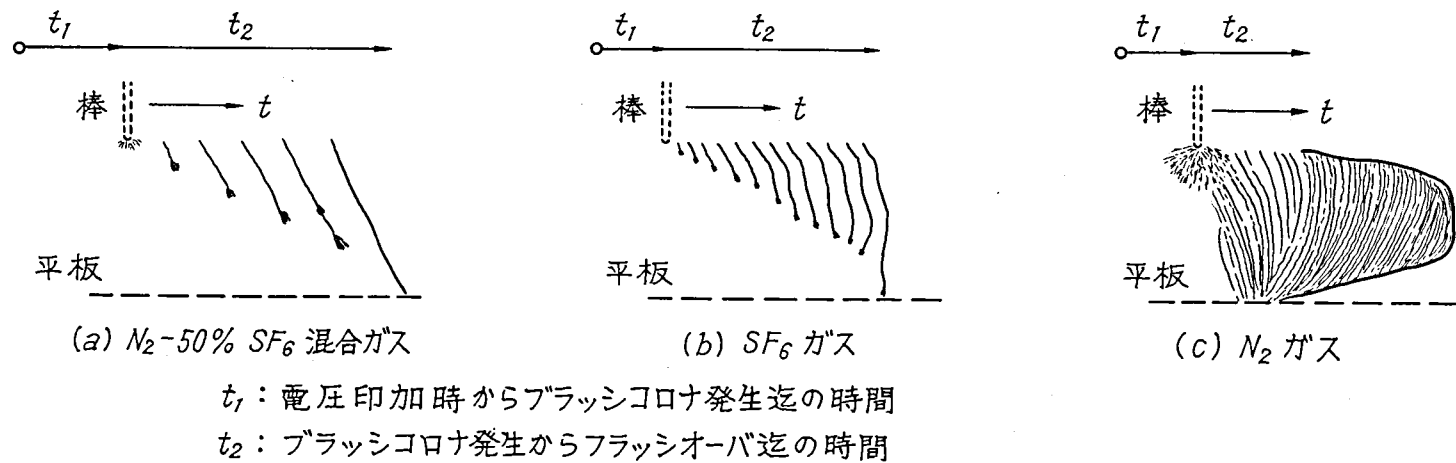


図 6-23 N_2 -50% SF_6 混合ガス, SF_6 ガス, N_2 ガス中のフラッシュオーバー進展のモデル
 —負極性, 1 気圧, ギャップ長 30, 50 cm—

えている；玉状のコロナストリーマを伴うリーダの発生→コロナストリーマの空間電荷が作る電界緩和効果によるリーダの進展停止→拡散，再結合によって空間電荷領域が収縮し先端電界が上昇→コロナストリーマを伴うリーダの発生。

電氣的負性ガスである SF_6 。ガスの混合割合が増加すると玉状のコロナストリーマ領域が収縮する。たとえば SF_6 。ガス中では，リーダ先端のコロナストリーマは輝点になり，ステップリーダの進展距離は図 6-23(b) のように短くなる。

逆に， SF_6 。ガスの量が少ない場合，たとえば窒素ガスや空気中ではコロナストリーマ領域が拡がり，図 6-23(c) のように，数十 cm までのギャップ長では棒先端に発生する最初のコロナストリーマが平板電極にまで達する。その後発生するリーダは，先行するコロナストリーマを伴って，連続的に進展しフラッシュオーバーに到る。ただし，空気中でも雷放電の様な長ギャップあるいは気圧が高くなると ($P \times d$: 気圧 \times ギャップ長の大きい場合)，放電進展は階段状になる。

6.7 これまでの研究報告との関係

電氣的負性ガスを含む混合ガスのフラッシュオーバー特性に関するこれまでの主要報告を表 6-4 にまとめる。実験条件は 1 報告例 (番号 5) を除いて，ギャップ長 2.5 cm 以内の短ギャップの正極性に関するものが多い。特に，正極性電圧を印加すると負性ガスのフラッシュオーバー電圧がガス圧に対し負特性を示すことから，負性ガスの負特性の利用を目的とし混合ガスが検討された。これらの研究報告から得られた新しい知見として，

① 混合ガスとすることによる負特性の変化と発生原因の推定

② 高いフラッシュオーバー電圧を有する混合ガスの発見

などがある。以下に簡単にまとめる。

① 混合ガスとすることによる負特性の変化と発生原因の推定

- $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ ， $\text{N}_2 - \text{Freon 12}$ 混合ガスでは，負性ガスの分圧が或る一定圧力 (文献では臨界圧力と名付けている) 未満の場合に，負特性が生ずる。臨界圧力以上では，陽極先端にコロナ放電が発生し難いため，フラッシュオーバー電圧の負特性は生じない。(番号 1 の報告)
- $\text{N}_2 - \text{C}_4\text{F}_{10}$ 混合ガスでは，窒素ガスを添加すると負特性のピークが高気圧側へ移行する。(2 の報告)
- 負特性が消えるのは， $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスではギャップ長が 5 mm 以下の短かい場合や棒電極先端半径が 100 μm と小さい場合である。また $\text{He} - \text{SF}_6$ 混合ガスでは負特性は生じない。以上の実験結果をもとに，負特性の生じる原因は正イオンの空間電荷電界による。(4 の報告)

② 高いフラッシュオーバー電圧を有する混合ガスの発見

- $\text{N}_2 - \text{CF}_4$ ， SF_6 混合ガスでは，ギャップ長が 1 cm 以上の長い場合に，フラッシュオーバー電圧が窒素ガス， CF_4 ガスおよび SF_6 ガスの値よりも高くなる場合がある。(3 の報告)
- $\text{H}_2 - \text{SF}_6$ 混合ガスでは SF_6 ガスの少量の添加により，フラッシュオーバー電圧が水素ガスや SF_6 ガスの値よりも非常に高くなる。(5 の報告)

以上の報告はあるものの，不平等電界長ギャップの $\text{N}_2 - \text{SF}_6$ ， $\text{Air} - \text{SF}_6$ 混合ガスに関連した本研究成果は全く新しいものである。

表6-4 不平等電界ギャップでの電氣的負性ガスを含む混合ガスの放電特性の主要報告

番 号	報 告 者	文 献	年 度	ガ ス の 種 類	電 極 系	ギャップ長	印加電圧波形	ガス圧(絶対圧)
1	T. R. Joord	6-2	1953	Freon12-N ₂ SF ₆ -N ₂	0.094cmφ半球棒- 1 $\frac{3}{8}$ inch. Bruce 型平板	1cm	+DC 最大150kv	10~65 lb/in ²
2	G. Camilli et al	6-3	1955	C ₄ F ₁₀ -N ₂	$\frac{1}{4}$ inch rod-plane	1 inch	60c/s AC 最大120kv(rms)	45 psig
3	P. R. Howard	6-4	1957	CF ₄ -CF ₂ cl ₂ , CF ₄ -SF ₆ CF ₄ -N ₂ , SF ₆ -N ₂	0.198cmφ半球棒- 5cmφ球	1~25mm	+DC最大100kv AC 最大160kv (peak)	11~70 lb/in ²
4	B. Bouvier et B. Fallou	6-5	1966	SF ₆ -N ₂ SF ₆ -He	1mmφ半球棒- ($\frac{25}{50}$ mmφ)球	1~10mm	±DC最大100kv ±Imp最大150kv AC最大100kv (peak)	1~6 bar
5	O. Farish & S. J. Dale	6-6	1975	SF ₆ -H ₂	12.5 \square rod- 60cmφ Bruce 型平板	6~30cm	+Imp(1.5/40μs) 最大370kv	0.64~3 bar

6.8 N_2-SF_6 混合ガスを利用した新しい放電ギャップの検討

6-5節で見出した N_2-SF_6 混合ガスに特有な「フラッシュオーバー進展の最適条件」を利用する新しい放電ギャップ開発のための予備的検討を行い、実用化の見通しを得た。この放電ギャップは、○制御電圧範囲が広い ○トリガ動作から主電極間のフラッシュオーバー迄の時間が短い などの特性が期待できるものである。

このギャップの構造と動作の概要は次の通りである 少量の SF_6 ガスを含む N_2-SF_6 混合ガス中で、平等電界ギャップの間にトリガ電極を元の電界分布を乱さぬように挿入すると、ギャップの耐電圧は SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧に近い値を有する。一方、トリガ電極電位の強制変動で針電極先端付近を中心に不平等電界が生ずると、 N_2-SF_6 混合ガスの「フラッシュオーバー進展の最適条件」によってフラッシュオーバー電圧が低下し極めて短時間にフラッシュオーバーが生ずる。

この結果、制御電圧範囲が広く時間遅れの極めて短い放電ギャップを開発できる。

モデル放電ギャップとして $5\text{ cm}\phi$ 球-針- $5\text{ cm}\phi$ 球電極配置を用いて、 $N_2-5\%SF_6$ 混合ガス中の動作特性を測定の結果、特に負極性電圧に対して優れた特性を有する点が判明した。すなわち、制御電圧範囲は 3 atm では自己フラッシュオーバー電圧^(注1)の43%以上と広く、時間遅れは制御電圧範囲で $100\sim900\text{ nsec}$ と極めてばらつきが少なく短い。詳細は参考文献 6.9 に述べる。

6.9 ま と め

大気圧という限られたガス圧ではあるが、不平等電界、長ギャップの N_2-SF_6 、 $Air-SF_6$ 混合ガスの標準雷インパルス電圧印加時のフラッシュオーバー特性と放電進展の観測から新しい知見を得た。簡単にまとめると、

- ① SF_6 ガスの混合比に対するフラッシュオーバー電圧は、 N_2-SF_6 混合ガス中で非常に低下するが $Air-SF_6$ 混合ガスでは逆に高くなる。

このフラッシュオーバー特性の異なる原因として、 $Air-SF_6$ 混合ガス中では電圧波形の波頭部分で生じたコロナ放電による電界緩和効果が大きいためと考えている。

- ② SF_6 ガスを含む混合ガス中の不平等電界ギャップの放電進展に対して、「玉つき型放電進展」と称する基本モデルが提案できる。
- ③ 少量の SF_6 ガスを含む N_2-SF_6 混合ガスではフラッシュオーバー路の形成が極めて短時間に行われる「フラッシュオーバーの最適条件」が存在する。

この特異な放電進展の生ずる原因については不明である。

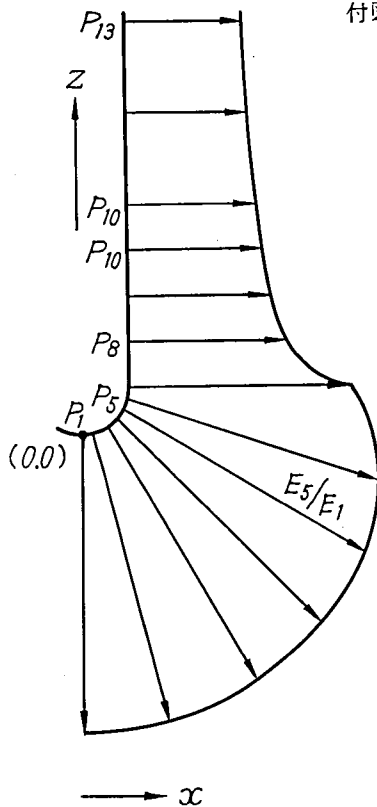
- ④ N_2-SF_6 、 $Air-SF_6$ 混合ガスに共通して、 SF_6 ガスを50%以上含む場合に、階段状に進展する主放電路の先端に主放電路の形に類似の微小放電が生じる。この微小放電は負極性インパルス電圧の印加時に発生するが発生機構については不明である。
- ⑤ さらに N_2-SF_6 混合ガスの「フラッシュオーバーの最適条件」を利用した新しい放電ギャップ開発のための予備的検討を行い、実用化の見通しを得た。

注1 自己フラッシュオーバー電圧……トリガ電極に強制電位変動を加えない場合の $5\text{ cm}\phi$ 球-球電極間のフラッシュオーバー電圧のこと。

参考文献

6. 1 宅間「絶縁媒体 SF_6 ガスの放電特性」電気評論 55 巻, 6 号, P868-872 (1970) 他多数
6. 2 T. R. Foord "Some Experiments on Positive Point-to-Plane Corona and Spark Breakdown of Compressed Gases" P IEE, Vol.100, pt II, No.78, P585-590 (1953)
6. 3 G. Camille, T. W. Liao, R. E. Plump "The Dielectric Behavior of Some Fluorogases and Their Mixtures" A IEE Tr.71, pt 1, P637-642 (1955)
6. 4 P. R. Howard "Insulation Properties of Compressed Electronegative Gases" P IEE Vol.104, pt A, No.14, P123-138 (1957)
6. 5 B. Bouvier, B. Fallou "Caracteristiques dielectriques de l'hexafluoride de soufre et des melanges d'azote et d'hexafluoride de soufre" Revue Generale de L'Electricite Tome 75, No.2, P174-182 (1966)
6. 6 O. Farish, S. J. Dale, A. M. Slettan "Impulse Breakdown of Positive Rod-Plane Gaps in Hydrogen and Hydrogen- SF_6 Mixtures" IEEE Trans. PAS, Vol. PAS 95, No. 5, P1639-1646 (1975)
6. 7 鳳, 河野, 千葉 東京大学工学部附属総合試験所, 年報, 30 巻, (1971)
6. 8 T. Takuma, T. Watanabe "Discharge extension of nonuniform long gaps in compressed air" P IEE, Vol.121, No.7, P752-758 (1974)
6. 9 渡辺, 宅間, 河本, 藤波, 多田「 N_2 - SF_6 混合ガスを利用した放電ギャップ」放電研究会資料 ED-79-24 (1979)

付図6-1 電極表面上の電界変化



番号 i	x 座標	z 座標	E_i/E_1 E_1 :各ギャップ長の先端電界		
			10 cm	30 cm	50 cm
1	0	0	1.0	1.0	1.0
2	.065	.005	.9992	.9993	.9993
3	.250	.067	.9793	.9800	.9801
4	.354	.147	.9520	.9535	.9537
5	.433	.250	.9076	.9100	.9104
6	.483	.371	.8436	.8469	.8473
7	.500	.500	.7090	.7125	.7131
8	〃	.850	.5380	.5421	.5426
9	〃	1.500	.4575	.4627	.4635
10	〃	2.000	.4316	.4377	.4387
11	〃	2.500	.4096	.4164	.4175
12	〃	3.500	.3856	.3939	.3953
13	〃	4.500	.3678	.3774	.3790

矢印は電極表面の位置 P_i における E_i/E_1 の大きさを表わす。

E_i : 電極表面上の位置 P_i における電界値

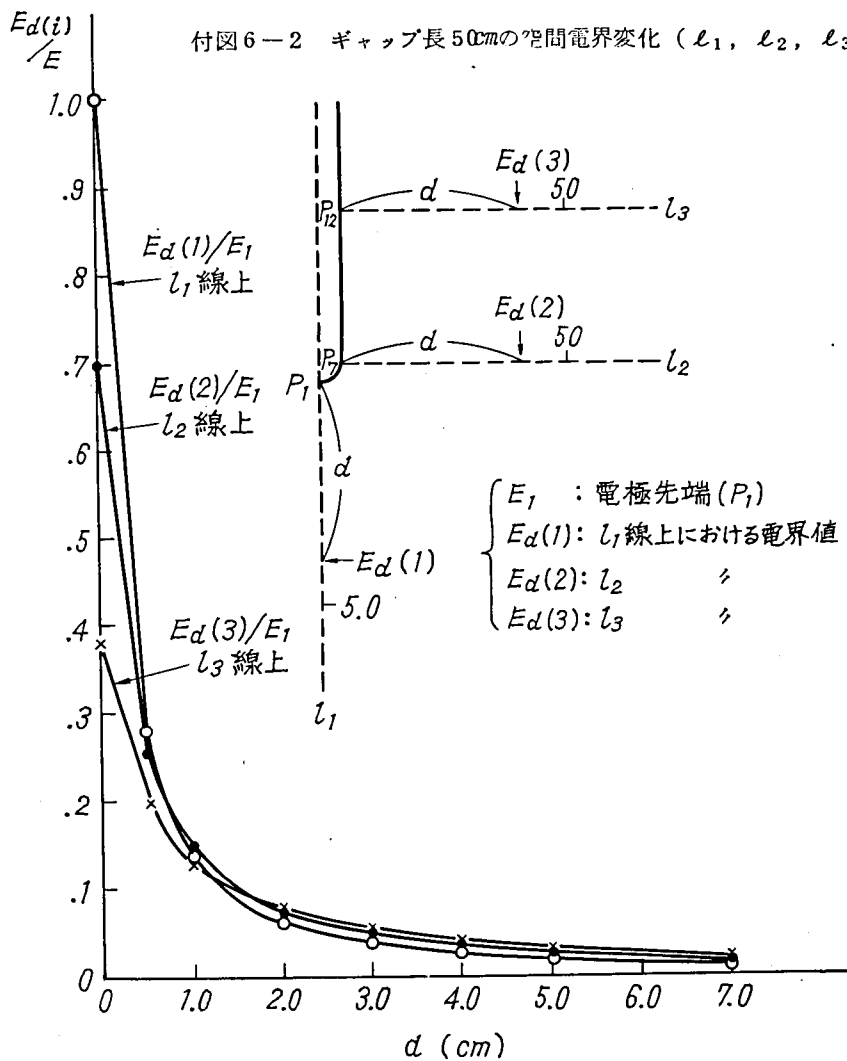
E_1 : 電極先端 (P_1) における電界値

各ギャップ長において 10kV を印加した場合の値は

10cm --- $E_1 = 15.17 \text{ kV/cm}$. 30cm --- $E_1 = 13.61 \text{ kV/cm}$

50cm --- $E_1 = 13.25 \text{ kV/cm}$

付図6-2 ギャップ長 50cm の空間電界変化 (l_1, l_2, l_3 線上)



第7章 総 括

高気圧ガス中の放電に関する基礎的研究として次のテーマをとりあげた。

- 基本的電極配置の電界計算
- 平等電界ギャップの放電特性
- 不平等電界ギャップの放電特性

研究成果を概括すると次の通りである。

〔1〕 基本的電極配置の電界計算

実用性の高い円筒金属容器内の半球棒—平板電極の電界計算を、差分法に新しく双球面座標を適用して実施した。

研究成果

- (1) 差分法に新しく双球面座標を適用した結果、(i) 半球棒電極付近の高電界部分で格子点密度が高い (ii) 境界格子点が電極表面に一致する (iii) 無限遠点が境界条件の中に入る などの効果により、棒先端部分の電界計算が精度高く短時間に行えることを示した。
- (2) 高気圧ガス中の放電実験で重要な最大電界に関連して、実験タンクの壁が棒電極の半球部に生ずる最大電界の大きさとその位置に与える影響を明らかにした。
- (3) 電界計算の結果をもとに、ガス絶縁機器の単相母線端末、断路器断路部の一つの基本形状を提案した。

〔2〕 平等電界ギャップの放電特性

2-1 ガス絶縁方式の適用範囲を広げる目的で、 N_2-SF_6 混合ガスの直流フラッシュオーバー特性を実験的に検討し、フラッシュオーバー電圧を与える特性式の適用限界の解明を行った。

研究成果

- (1) 既に提案されている混合ガスのフラッシュオーバー電圧を与える特性式は、ガス圧の増加に伴ない電極効果が現われると適用できない。本実験では、その適用限界のガス圧がギャップ長 5 mm で 3 atm である。

2-2 高気圧ガス中の電極効果の原因解明のため、高気圧 SF_6 ガス中のフラッシュオーバー電圧と暗電流の測定を行った。

研究成果

- (1) 陰極側電極の表面粗さ特に表面の突起形状がフラッシュオーバー電圧および暗電流特性に大きく影響することを明らかにした。
- (2) 表面の突起形状に応じて、○フラッシュオーバー電圧の確率分布を分類できる。○放電開始の条件式がフラッシュオーバー電圧を与える場合の他に局部微小放電の開始電圧を与える例もあることを見い出した。
- (3) 暗電流の大きさや継続時間および流れ始める電圧などの特性が、突起形状によって分類できることを明らかにした。

2-3 実用的に重要な SF_6 ガスについて、鋭利な突起による放電開始の極限電界を検討した。

研究成果

- (1) SF_6 ガス中で電極表面に鋭利な突起があると、第二の極限電界とも言うべき放電開始電界の存在することを計算により示した。この新しい極限電界は $3800/a \text{ kV/cm}$: 突起高さ μm で与えることができ、ガス圧に依存しないのが特徴である。
- (2) 表面の粗い電極について突起高さ a とフラッシュオーバー電圧を測定した結果、フラッシュオーバー電圧が第二の極限電界による放電開始電圧に近いことから、第二の極限電界の存在を確証した。

〔 3 〕 不平等電界ギャップの放電特性

3-1 ガス絶縁方式への利用を目的として、 N_2-SF_6 および $Air-SF_6$ 混合ガスのインパルスフラッシュオーバ電圧とフラッシュオーバ進展を測定した。その結果、次の新しい知見を得た。

- (1) SF_6 ガスの混合比に対するフラッシュオーバ電圧は、 N_2-SF_6 混合ガスで非常に低下するが $Air-SF_6$ 混合ガスでは逆に高くなる。
- (2) SF_6 ガスを含む混合ガス中の不平等電界ギャップのフラッシュオーバ進展に対して「玉つき型放電進展」と称する基本モデルを提案した。
- (3) 少量の SF_6 ガスを含む N_2-SF_6 混合ガスでは、フラッシュオーバ電圧が低いにもかかわらずフラッシュオーバ進展が $0.8 \mu sec$ という短時間に生ずる「フラッシュオーバ進展の最適条件」の存在することを明らかにした。
- (4) SF_6 ガスを 50 % 以上含む場合に、階段状に進展する主放電路の先端に主放電路と類似の微小放電が生じることを明らかにした。

3-2 N_2-SF_6 混合ガスの「フラッシュオーバ進展の最適条件」を利用した新しい放電ギャップの検討を行い、実用化の見通しを得た。

この放電ギャップは、広い制御電圧範囲とばらつきが少なく短い時間遅れの動作特性を有している。

最後に本論文をまとめるに際し、多くの方々から御指導と御鞭撻をいただいたことを銘記しお礼を申し上げます。本論文の構成と各章の内容については、京都大学工学部教授上之園親佐博士ならびに林宗明博士に詳細な御検討と御助言をいただいた。

本論文に関する研究は、筆者が勤務する電力中央研究所で行なった。各研究テーマの構想と遂行に当って、同研究所電圧現象研究室室長宅間 董博士に終始御指導と御助言をいただいた。実験の遂行に当っては同研究室、多田 隼、青島好英、相原良典、河本正、藤波秀雄の各氏ならびに他研究室の方々の御援助をいただいた。さらに卒業研究として多数の学生諸氏に御協力いただいた。また実験電極や装置の製作には、同所工作課の方々にお世話になった。また研究を進める際の討論では、高電圧現象研究室の各氏の他原田達哉博士、さらに 6 年間に及ぶ放電セミナーでの討論は研究を進める上で大きな推進力となった。なお同所電力技術研究所所長有働竜夫博士、系統絶縁部長瀬田泰助博士には終始激励を受けた。以上の方々に感謝します。

発 表 論 文 一 覧

A. 静電界計算に関するもの

- 1) 渡辺, 宅間「各種の境界条件を有する半球棒—平板電極間の静電界計算とそのガス絶縁機器の実験ならびに設計への応用」 電力中研研究報告 № 7 0 0 1 7 (1 9 7 0 年)
- 2) 渡辺, 宅間「各種の境界条件を有する半球—平板電極間の静電界計算」 放電研究会資料 E D - 7 1 - 2
- 3) 渡辺, 宅間, 「種々の境界条件をもつ棒—平板ギャップの電界計算」 昭和 4 5 年電学会東京支部大会 № 1 2
- 4) 渡辺, 宅間, 北「同軸母線における電界上昇の計算」昭和 4 6 年電学会東京支部大会 № 3 7 1
- 5) 渡辺, 宅間, 北「静電界計算によるガス絶縁機器端末部の絶縁設計の検討」 昭和 4 6 年電学会全国大会 № 6 5 6
- 6) 伊佐, 渡辺「放電ギャップの静電界の計算法」昭和 4 7 年電学会全国大会シンポジウム S 3 - 2
- 7) 渡辺, 宅間「各種の境界条件を有する半球棒—平板電極間の静電界計算とそのガス絶縁機器の実験並びに設計への応用」 電学誌 V o l . 9 1 , № 1 2 , P 2 2 8 8 ~ 2 2 9 7 (1 9 7 1 年)

B. 平等電界ギャップの放電特性に関するもの

- 1) 渡辺, 宅間「高気圧混合気体の絶縁破壊特性—平等電界での実験的検討—」 電力中研研究報告 № 7 4 0 4 4 (1 9 7 4 年)
- 2) 渡辺, 河本「電極効果を考慮した直流高気圧ガス絶縁特性の解析(その1)—電極材料, 表面粗さ, ガス圧力の影響—」 電力中研研究報告 № 1 7 5 0 3 5 (1 9 7 6 年)
- 3) 渡辺, 河本, 宅間「電極効果を考慮した直流高気圧ガス絶縁特性の解析(その2)—電極表面粗さと暗電流および破壊電圧特性—」 電力中研研究報告 № 1 7 7 0 0 6 (1 9 7 7 年)
- 4) 渡辺, 宅間, 河本「S F₆ ガス放電における電極表面粗さの定量的評価— 第二の極限電界の提案—」 電力中研研究報告 № 1 7

7 0 1 8 (1 9 7 7 年)

5) 渡辺, 宅間, 河本「高気圧混合気体の絶縁破壊特性(平等電界での実験的検討)」 昭和 5 0 年電学会全国大会 № 6 4

6) 渡辺, 宅間, 河本「高気圧 SF_6 ガス中の直流破壊と暗流特性」 昭和 5 2 年電学会全国大会 № 1 2 0

7) 渡辺, 宅間, 河本「 SF_6 ガス放電における第二の極限電界」 昭和 5 3 年電学会全国大会 № 1 2 4

8) 多田, 渡辺, 宅間, 河本「実験による SF_6 ガス放電の第二の極限電界の確認」 昭和 5 3 年電学会全国大会 № 1 2 5

9) 渡辺, 宅間, 河本「 SF_6 ガス放電における第二の極限電界—電極表面粗さの定量的評価—」 放電研究会資料 E D - 7 8 - 1 6 (1 9 7 8 年)

C. 不平等電界ギャップの放電特性に関するもの

1) 渡辺, 宅間, 北「混合気体(空気 - SF_6), (N_2 - SF_6) の放電特性 その 1」 電力中研研究報告 № 7 2 0 2 2 (1 9 7 2 年)

2) 渡辺, 宅間, 北「混合気体の放電進展機構」 電力中研研究報告 № 7 2 0 8 6 (1 9 7 3 年)

3) 渡辺, 宅間, 北「混合気体のインパルス特性」 昭和 4 7 年電気四学会九州支部連大シンポジウム S 1 - 2

4) 渡辺, 宅間, 北「混合気体のインパルス放電特性」 放電研究会資料 E D - 7 2 - 1 4

5) 渡辺, 宅間, 北「混合気体における放電破壊機構の最近の研究」 昭和 4 8 年電気四学会連大 № 8 3

6) 渡辺, 宅間, 北「混合気体(N_2 - SF_6) 中の放電進展(不平等電界長ギャップの標準インパルス閃絡機構)」 昭和 4 8 年電学会全国大会 № 8 5

7) 渡辺, 河本, 宅間「高気圧 SF_6 ガスの長長ギャップ放電特性」 昭和 5 1 年電学会全国大会 № 1 2 1

8) T. Watanabe, T. Takuma, "The breakdown voltage and discharge extension of long gaps in nitrogen- SF_6 and air- SF_6 gas mixtures" Journal of Applied physics, Vol. 48, № 8, August, 1977

- 9) 渡辺「新しい放電ギャップの検討」 放電セミナ資料 19-2
(1978年)
- 10) 渡辺他「 N_2-SF_6 混合ガスを利用した放電ギャップ」
放電研究会資料 ED79-24 (1979年5月)